



山西大学
SHANXI UNIVERSITY

2022 届博士学位论文

超冷玻色费米混合气体 ^{23}Na - ^{40}K 的
实验研究

作者姓名	师振莲
指导教师	张 靖 教授 王鹏军 教授
学科专业	光学
研究方向	超冷原子
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	2018 年 9 月至 2022 年 6 月

二〇二二年六月

山西大学

2022 届博士学位论文

超冷玻色费米混合气体 ^{23}Na - ^{40}K 的 实验研究

作者姓名	师振莲
指导教师	张 靖 教授 王鹏军 教授
学科专业	光学
研究方向	超冷原子
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	2018 年 9 月至 2022 年 6 月

二〇二二年六月

Thesis for Doctor' s degree, Shanxi University, 2022

Experimental Study of ^{23}Na - ^{40}K Ultra-cold
Bose-Fermi Mixtures

Student Name	Zhenlian Shi
Supervisor	Jin Zhang Pengjun Wang
Major	Optics
Specialty	Ultracold Atomic Physics
Department	State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices Opto-Electronics, Shanxi University
Research Duration	2018.09-2022.06

June, 2022

中文摘要

超冷原子的研究已经涉及到原子、分子等领域，玻色爱因斯坦凝聚体可以模拟很多物理现象，在精密测量、超冷化学、量子计算和量子模拟等领域有着重要的研究意义。

本论文主要开展基于玻色子 ^{23}Na 和费米子 ^{40}K 混合气体的实验研究，使用协同冷却实现了 ^{23}Na 和 ^{40}K 玻色费米混合气体的量子简并。由于 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 分子的化学稳定性，并且有较大的电偶极矩，为后续开展利用磁 Feshbach 共振和绝热拉曼转移过程产生 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 超冷基态分子的制备和研究提供了实验基础。论文的研究内容主要包括以下四个方面：

(1) 搭建了一套紧凑的用于俘获 ^{23}Na 和 ^{40}K 的实验装置，包括真空系统、激光光路、激光冷却系统、偏振梯度冷却和蒸发冷却系统等。详细介绍了原子的基本性质，二维磁光阱俘获原子的设计，并且测量了俘获原子的相关参数。在实验上首次实现了利用 ^{23}Na 原子 D_2 线能级跃迁，通过 Gray Molasses 技术将 ^{23}Na 原子温度冷却至 $56\ \mu\text{k}$ ，为后续制备 ^{23}Na 原子基态 $F=2, m_F=2$ 上的 BEC 提供了实验基础。

(2) 基于钠原子 BEC 开展的实验研究。首先在光阱中通过蒸发冷却实现了 ^{23}Na 原子基态 $F=2, m_F=2$ 的玻色爱因斯坦凝聚体。通过测量原子的寿命，得到了 ^{23}Na 原子在 $|1,1\rangle$ 态和 $|2,2\rangle$ 态的三体损耗率。随着原子温度的降低，原子的三体损耗率越大，在 BEC 时， $|2,2\rangle$ 态原子的三体损耗率是 $|1,1\rangle$ 态的 6.9 倍。

(3) 基于 Na 原子 BEC，在实验中发现磁场穿越 ^{23}Na 原子 $|1,1\rangle$ 态 d 波 Feshbach 共振时，原子的形状出现长时间的有规律的振荡，测量了光阱的束缚频率和原子在弱束缚方向的振荡频率的关系等。通过测量长时间的振荡，分析了振荡频率和振荡幅度等参数。实验上还使用磁场调制的方法同样激发了原子的集体振荡。

(4) 基于 ^{23}Na 和 ^{40}K 原子开展的实验研究。实现了 ^{23}Na 和 ^{40}K 原子量子简并气体的制备。实验上还观测了在临界量子气体的耗散蒸馏。将 Na BEC 浸入到 KMOT 中，钠原子提前达到 BEC 临界温度，发生量子相变。测量了原子凝聚部分和热原子和总原子数的关系图。

关键词：玻色费米量子简并混合气体； ^{23}Na - ^{40}K 混合；吸收成像；光学偶极力阱；集体激发

ABSTRACT

The experimental research of ultra-cold atoms has involved many fields. Bose-Einstein condensation can be used to simulate many physical phenomena, such as optical lattice, spin-orbit coupling, precision measurement, high-precision optical clocks, ultra-cold chemistry and other research fields.

This thesis mainly focuses on the experimental research based on boson ^{23}Na and fermion ^{40}K . $^{40}\text{K}^{23}\text{Na}$ is one of the chemically stable fermionic ground state molecules. It provides experimental basis for the preparation and research of ultracold ground state molecules. The research content of this paper mainly includes the following four aspects:

(1) The experimental apparatus for capturing ^{23}Na and ^{40}K is first introduced, including vacuum system, laser system, laser cooling technology, Polarization gradient cooling, Evaporative cooling technique, and measurement the relevant parameter. Using efficient gray molasses cooling technique, the atomic sample in $F = 2$ ground manifold is cooled $56 \mu\text{K}$. This technique offers a promising route for the fast cooling of the sodium atoms in the $F = 2$ state.

(2) We report on the production of Bose-Einstein condensates of sodium atoms in the hyperfine state $F = 2, m_F = 2$ in a crossed optical dipole trap using D_2 gray molasses. We compare the cooling process of sodium atoms in the $|2, 2\rangle$ and the $|1, 1\rangle$ states by evaporation in the optical trap, and also observe the different three-body loss rates by the lifetime measurement. The three-body loss rate in our case for the atoms in the $|2, 2\rangle$ state is a factor of 6.9 bigger than for the atoms in the $|1, 1\rangle$ state.

(3) Based on ^{23}Na BEC, the experimentally observe a novel collective excitation of Bose-Einstein condensate (BEC) of ^{23}Na by ramping the external magnetic field crossing a d-wave Feshbach resonance corresponding to vary the atomic scattering length. The excitation phenomena of surface mode are observed for the cases of the different ramp directions and modulation. We also study the lifetime of the collective oscillation by measuring the damping rate of the oscillation amplitude, which is caused by the mechanisms of dephasing effect and collisional relaxation.

(4) Experimental studies based on ^{23}Na and ^{40}K atoms. We report a compact experimental system for producing a quantum degenerate mixture of boson ^{23}Na and fermion ^{40}K , and demonstrate ^{23}Na atoms is an efficient coolant for sympathetic cooling of ^{40}K atom. The dissipative distillation of the critical quantum gas was also observed experimentally. When Na BEC is immersed in K MOT, the sodium atom reaches the critical temperature of BEC in advance and the quantum phase transition takes place. The relationship between the condensed part of the atom and the number of hot atoms and total atoms is obtained.

Key words: Quantum degeneration of Bose-Fermi mixture; ^{23}Na - ^{40}K mixture; The absorption time-of-flight image; Optical dipole trap; Collective excitation

目 录

中文摘要	I
ABSTRACT	III
1 绪论	1
1.1 超冷玻色费米原子气体	1
1.1.1 简并原子气体	1
1.1.2 研究进展	2
1.2 论文主要工作	8
2 ^{23}Na 和 ^{40}K 原子冷却的实验系统	9
2.1 真空系统	9
2.1.1 真空装置	9
2.1.2 真空抽取与烘烤	12
2.1.3 真空系统的烘烤以及安装注意	15
2.2 ^{23}Na 和 ^{40}K 原子的精细结构、超精细结构和 Zeeman 效应	16
2.2.1 精细结构	16
2.2.2 超精细结构	17
2.2.3 Zeeman 效应	18
2.3 ^{23}Na 和 ^{40}K 原子的激光系统	19
2.3.1 俘获 ^{23}Na 原子的激光系统	20
2.3.2 俘获 ^{40}K 原子的激光系统	23
2.3.3 Probe 光强对 ^{39}K 原子饱和吸收光谱的影响	26
2.4 原子成像	28
2.4.1 荧光计算 3D MOT 中的原子数	29
2.4.2 原子吸收成像	31
2.4.3 原子数的计算	32
2.4.4 原子温度的测量	34
2.5 小结	35
3 ^{23}Na 原子 BEC 的实验实现	37
3.1 磁光阱	37

3.1.1	二维磁光阱	38
3.1.2	三维磁光阱	45
3.2	Gray molasses.....	48
3.2.1	偏振梯度冷却	48
3.2.2	Λ 型结构和暗态	50
3.2.3	Gray molasses.....	51
3.3	束缚阱中原子的冷却	55
3.3.1	光泵浦	55
3.3.2	磁阱	57
3.3.3	交叉偶极光阱	61
3.4	^{23}Na 原子玻色爱因斯坦凝聚体的形成.....	67
3.4.1	光阱蒸发分别获得 $ 1,1\rangle$ 态和 $ 2,2\rangle$ 态 ^{23}Na BEC.....	67
3.4.2	原子相空间密度的计算	71
3.4.3	$ 1,1\rangle$ 态和 $ 2,2\rangle$ 态钠原子不同的三体损耗.....	72
3.5	小结.....	74
4	^{23}Na 原子在 d 波 Feshbach 共振的集体振荡.....	75
4.1	研究背景.....	75
4.2	磁场穿越 d- Wave Feshbach 共振的集体振荡.....	75
4.2.1	$ 1,1\rangle$ 态 ^{23}Na 原子的 Feshbach 共振.....	75
4.2.2	磁场穿越 d- Wave Feshbach 共振的集体振荡.....	77
4.2.3	磁场调制激发原子的集体振荡	81
4.2.4	$ 1,0\rangle$ 态 ^{23}Na 原子的集体振荡.....	82
4.3	小结.....	82
5	^{23}Na 和 ^{40}K 原子玻色费米混合气体的实验研究	83
5.1	^{23}Na 和 ^{40}K 量子简并混合气体	83
5.1.1	^{23}Na 和 ^{40}K 协同冷却	83
5.1.2	交叉偶极阱蒸发冷却	84
5.1.3	量子简并的判据	86
5.1.4	光阱蒸发获得 ^{23}Na 和 ^{40}K 量子简并气体	86
5.2	超临界量子气体的耗散蒸馏	88
5.2.1	研究背景	88

5.2.2 凝聚分离和标准温度	89
5.2.3 实验设计	90
5.3 小结	92
6 结论	93
参考文献	95
攻读学位期间取得的研究成果	111
致谢	113
附录	115
个人简介及联系方式	121
承诺书	122
学位论文使用授权声明	123

Contents

Chinese Abstract	I
Abstract	III
Chapter 1 Introduction	1
1.1 Ultracold Bose-fermi Mixtures	1
1.1.1 Quantum degenerate gases	1
1.1.2 Frontiers of Ultracold Atoms.....	2
1.3 Overview of this Thesis.....	8
Chapter 2 The experimental setup of ^{23}Na and ^{40}K	9
2.1 Vacuum system.....	9
2.1.1 Experimental setup	9
2.1.2 Vacuum extraction and baking	12
2.1.3 The installation of vacuum system	15
2.2 Fine、 Hyperfine structure and Zeeman Effect of ^{23}Na and ^{40}K	16
2.2.1 Fine structure	16
2.2.2 Hyperfine structure.....	17
2.2.3 Zeeman effect	18
2.3 Optical system of ^{23}Na and ^{40}K	19
2.3.1 Optical system of ^{23}Na	20
2.3.2 Optical system of ^{23}Na	23
2.3.3 Effect of Probe intensity on saturation absorption spectra of ^{39}K atoms ..	26
2.4 Detection of Atoms.....	28
2.4.1 Fluorescence measurement.....	29
2.4.2 Absorption Imaging	31
2.4.3 Atom Number calibration	32
2.4.4 Atom temperature measurement.....	34
2.5 Conclusions	35
Chapter 3 Experimental realizes ^{23}Na BEC	37
3.1 Magnetic optical trap.....	37

3.1.1 2D MOT	38
3.1.2 3D MOT	45
3.2 Gray Molasses	48
3.2.1 Polarization gradient cooling.....	48
3.2.2 Λ configuration and coherent dark state.....	50
3.2.3 Gray molasses.....	51
3.3 Cooling atoms in a optical trap.....	55
3.3.1 Optical pumping	55
3.3.2 Magnetic Trap.....	57
3.3.3 Optical dipole trap	61
3.4 Experimental realizes ^{23}Na BEC	67
3.4.1 ^{23}Na BEC in optical trap.....	67
3.4.2 PSD calibration.....	71
3.4.3 Three-body loss of ^{23}Na	72
Chapter 4 Collective excitation of BEC of ^{23}Na with d-wave Feshbach resonance	75
4.1 Overview	75
4.2 Magnetic field crossing d-wave Feshbach resonance	75
4.2.1 Feshbach resonance of ^{23}Na	75
4.2.2 Magnetic field crossing d-wave Feshbach resonance	77
4.2.3 Excitation of breathing mode of external magnetic field modulation.....	81
4.2.4 Collective excitation of ^{23}Na in $ 1,0\rangle$ state.....	82
4.3 Conclusions	82
Chapter 5 Experimental of Bose-Fermi mixtuer of ^{23}Na-^{40}K	83
5.1 Quantum degeneracy of ^{23}Na - ^{40}K	83
5.1.1 Sympathetic cooling of ^{23}Na and ^{40}K	83
5.1.2 Evaporation in the optical trap	84
5.1.3 Onset of quantum degeneracy	86
5.1.4 Quantum degeneracy of ^{23}Na and ^{40}K	86
5.2 Dissipative distillation of supercritical quantum gases	88
5.2.1 Overview	88

5.2.2 Condensate fraction	89
5.2.3 Experimental setup	90
5.3 Conclusions	92
Chapter 6 Conclusion	93
Reference	95
Reaserch achievements	111
Acknowledgment	113
Appendix	115
Personal profiles	121
Letter of commitment	122
Authorization statement	123

1 绪论

1995 年，实验上首次在碱金属中实现了铷原子的玻色爱因斯坦凝聚体^[1-2]。超冷量子气体通过激光冷却和蒸发冷却产生。激光冷却可以将原子从室温降低至几百微开尔文，然后在磁阱中使用蒸发冷却^[3-4]技术，使能量较高的原子离开阱外。到目前为止，这种方法是冷却原子最有效的方法之一。当原子接近量子简并时，玻色子和费米子根据自旋的不同表现出不同的量子统计。

在过去的二十年中，随着实验技术的发展，利用超冷原子气体研究物理现象的范围逐渐扩大。首先是使用磁场控制原子气体的散射长度，可以调节低温量子气体之间的相互作用。Feshbach 共振可用于在单组份和双组份系统中形成弱束缚分子，在双组份费米气体中，可用于研究 BCS-BEC 的交叉区域^[5-8]。超冷原子气体为探测、模拟少体^[9]和多体物理提供了有利的环境。在三维光学晶格中玻色子的超流态到 Mott 绝缘态^[10]，以及极性分子之间的偶极相互作用，可以控制原子内部自由度、外部运动状态、原子密度、原子相互作用等。

1.1 超冷玻色费米原子气体

1.1.1 简并原子气体

原子自旋为整数的是玻色子，自旋为半整数的是费米子。我们实验上选择使用的原子为玻色子 $^{23}\text{Na}(I=3/2, S=1/2)$ ^[11]和费米子 $^{40}\text{K}(I=4, S=1/2)$ ^[12]，可以使用量子统计去分析接近量子简并气体时的物理性质。在原子达到简并温度之前，玻色子和费米子的分布类似于经典气体，遵守麦克斯韦玻尔兹曼分布。当原子达到近简并气体温度时，玻色子和费米子分布开始不同，原子之间的距离 $d = n^{-1/3}$ (n 为原子密度)与原子德布罗意波长 $\lambda_{dB} = \sqrt{h/2\pi M k_B T}$ (其中 M 为原子质量， T 为原子温度， h, k_B 为普朗克和玻尔兹曼常数)相近时，原子的行为表现为量子特性的波包，此时波包开始重叠。在低于简并温度时，玻色子服从玻色爱因斯坦分布，在简谐势阱中开始凝聚原子，并占据最低的能态。而费米子由于泡利不相容原理服从费米狄拉克分布，两个费米子不能占据同一个能态，形成费米海。

超冷原子实验最早开始于 20 世纪末，并于 1997 年开始急速发展。1982 年，W.D.Phillips 小组发明了一种塞曼减速器可以有效的降低 Na 原子的速度^[13]。1985 年，

贝尔实验室 Steven Chu 和它的同事发现了利用偏振梯度冷却原子的方法，首次将钠原子的温度降低至 $240\ \mu\text{k}$ ，接近多普勒冷却极限^[14]。Steven Chu, Claude Cohen-Tannoudji, and Bill Phillips 因发现了用激光冷却和俘获原子的方法而被授予诺贝尔奖^[15]。这一惊人的成果开启了量子物理学与超冷原子的新领域，并且理论预测的新的物态玻色爱因斯坦凝聚(Bose-Einstein condensation, BEC)。在 1995 年 Eric A.Cornell^[11]、Wolfgang Ketterle^[16]、Carl E.Wieman^[11]三位科学家在实验上验证了这个预测,也因此获得了 2001 年的诺贝尔物理学奖^[17]。由于费米子服从泡利不相容原理,在实验上产生了简并费米气体(DFG)^[18-20],克服了这一难点,并且实验研究和观察了著名的 BEC-BCS 交叉区域^[21-23]。此外,还研究了原子的集体激发特性,BEC 和 DFG 这两项成果为创造简并玻色-玻色、玻色-费米、费米-费米混合的研究打开了大门,使得研究超冷极性分子^[24-26]、人工规范场^[27-28]、超流^[29]、超固态^[30]等领域成为新的可能。此外原子可以被精确成像,从单个原子到数十亿个原子,由于易于操控、多样性和可调性,超冷原子为相关研究课题提供了理想的平台,例如量子模拟^[31]、量子计算^[32]、原子钟^[33]和精密测量^[34]等。

1.1.2 研究进展

下面主要介绍与本论文相关的三个研究进展。第一,使用激光冷却原子至量子简并;第二,利用 Feshbach 共振调控原子的相互作用;第三,超冷分子。

(1)激光冷却原子。

激光冷却是利用光的散射去冷却原子,使其接近绝对零度,形成 BEC 或者量子简并,是开展后续实验最基本的一步。激光冷却方法的发展实现了很多碱金属、碱土金属的量子简并。实现原子气体的量子简并过程通常都会在磁阱和光阱中进行蒸发冷却降低原子温度^[3-4],依赖于原子之间的碰撞,但这部分工作很耗时间,并且会损耗大量的原子。到目前为止,有三篇文章报道了在实验冷却过程中没有使用蒸发冷却而直接使用激光冷却的方法,最后实现原子的量子简并。

2013 年澳大利亚因斯布鲁克大学 Florian Schreck 研究小组提出了使用激光冷却的方法将铯原子温度降低至量子简并^[35]。由于铯原子的线宽很窄,仅仅多普勒冷却就可以达到 $350\ \text{nk}$ 。为了避免激光冷却的影响,在激光冷却原子的一个小空间区域创造一个原子透明的状态,这种状态是由 ACstark 效应使原子转移至激发态,从而脱离共振。在透明区域,实验上通过一个额外的“酒窝”偶极阱俘获原子来增加原子的

密度。但这种方法局限于线宽在 KHz 范围，并且具有合适的碰撞特性。

2017 年，麻省理工大学 Vladan Vuletić 小组在实验上提出了直接使用激光冷却 ^{87}Rb 原子到量子简并^[36]。这种方法速度快，原子损耗小。如图 1.1(A)所示，原子首先被俘获在磁光阱中，然后通过偏振梯度冷却将原子载入到二维光晶格中，使用简并拉曼边带冷却的方法降低原子温度。光晶格由两束正交的、传播方向相反的 1064 nm 激光光束形成，每束激光功率为 1.1 W，腰斑为 $18\ \mu\text{m}$ 。图 1.1(B)是简并拉曼边带冷却光的能级结构，激光频率红失谐铷原子 D_1 线几百 MHz。为了增加原子密度和相空间密度，首先关闭 Y 方向的束缚势阱，原子云被俘获在 X 方向的束缚阱中，并且在 Y 方向的原子云被压缩，原子热化 10 ms 后，温度约为 $10\ \mu\text{K}$ 。然后将原子装入二维光晶格中，原子温度增加至 $50\ \mu\text{K}$ ，通过简并拉曼边带冷却技术冷却原子，原子的温度降低至 $12\ \mu\text{K}$ ，每个晶格中俘获的原子数增加。然后关闭 X 方向的束缚阱，在 X 方向的原子云被压缩，再次通过拉曼边带冷却降低原子温度，最后从开始的原子数 2000 个，在 300 ms 内实现量子简并原子数为 1400，如图 1.1(C)所示。这种方法适用于所有的碱金属原子冷却。

2019 年，该小组提出了在 ^{87}Rb 原子中使用激光冷却产生三维玻色爱因斯坦凝聚的实验方法^[37]，原子被俘获在交叉光学偶极阱中，使用远共振泵浦激光进行拉曼冷却^[38-39]以减少原子的损耗和加热，原子温度远低于有效反冲温度。然后调节势阱深度以减少非弹性三体碰撞引起的加热，在最后阶段减少光抽运速率，避免重新吸收光子和加热。

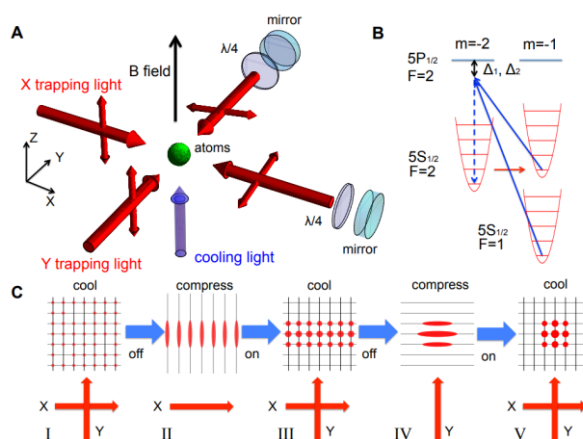


图 1.1 Rb 原子直接激光冷却实现量子简并

注：(a) ^{87}Rb 通过两对正交的反向 1064 nm 光束，俘获在二维磁光阱中。冷却光为原子 D_1 线 795 nm 沿着磁场 z 方向。(b)用于边带拉曼冷却原子的能级结构。(c)用于增加原子密度的释放到压缩的时序。

图片来源：图片取自^[36]。

(2) 利用 Feshbach 共振调控原子的相互作用

利用 Feshbach 共振可以精确调控磁场改变原子之间的相互作用，在具有吸引力的玻色爱因斯坦凝聚体中，会出现两种宏观束缚态：亮孤子^[40]和量子液滴。当吸引足够强时，BEC 会出现塌缩，剩余的凝聚态原子分裂为亮孤子。量子液滴的形成需要吸引力和排斥力之间保持平衡，吸引力使液滴聚集在一起，排斥力使液滴不塌缩。在实验上利用 Feshbach 共振技术实现了亮孤子到量子液滴的转变^[41]。液氦是量子流体的主要代表之一，当粒子数很小时，会形成量子液滴：密度大、体积小、相互作用强的氦原子团。量子液滴的标志性特征为即使没有外部限制，液滴的形状也能维持不变^[42]。2018 年，巴塞罗那小组报道了在两组份玻色爱因斯坦凝聚体中，通过接触相互作用形成稳定的液滴^[42]。首先将 ^{39}K 原子制备到接近绝对 0 度，原子形成 BEC。然后将两份 BEC 强压在一起，成为液滴状，这些液滴维持液体形态的方式，是一种量子波动现象，实验上可以通过原位成像测量液滴的大小和密度，与液氦相比要稀薄多个数量级。实验证明，液滴在量子涨落下是稳定的，并且需要很少的原子数维持稳定。如果低于这个原子数，量子压力会使液体扩散到气体状态。量子液滴的密度比经典液体低 7 个数量级，比 BEC 高一个数量级。最近实验上发现的量子液滴及其阵列，引起了人们的广泛注意，包括玻色-费米混合、二维量子液滴阵列等^[43]。

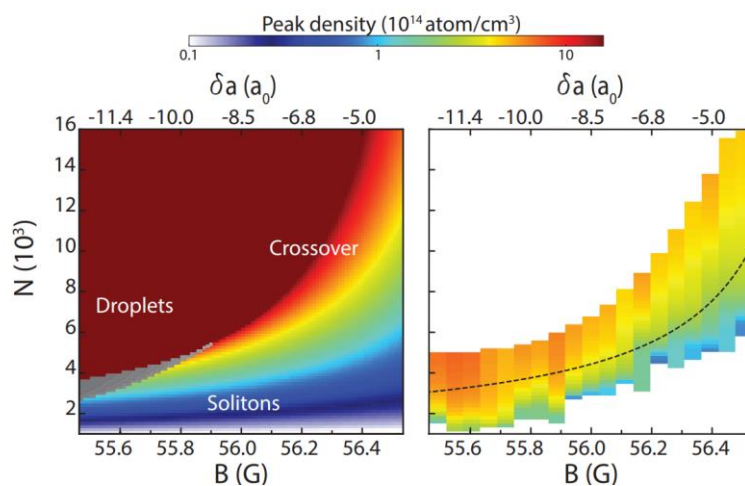


图 1.2 孤子到液滴转变图

注：图为原子峰密度和原子数和磁场关系图。孤子和液滴是不同的溶液，共存于灰色稳定区域，右图为图中灰色区域的放大。

图片来源：图片取自^[41]。

准粒子在许多系统中起着至关重要的作用，例如凝聚态系统中的电荷运输，超导电路中的相干时间^[44]等。20 世纪 40 年代，Solomon I.Pekar 和 Lev D.Landau 研究晶

体中电子的运动时发现，导带中的电子使周围的原子核晶体极化，称这种电子为极化子^[45]。

超冷量子气体为研究量子临界点附近的准粒子行为提供了很好的环境，原子的相互作用强度和原子形状能够被精确控制^[46]。极化子是一种准粒子，存在于多体系统中（两个或多个不同类型的粒子之间的相互作用）。另外一个重要的因素是在无限大环境中，含有一种杂质极限情况下很强的分布不平衡，这种情况在实验上很难实现，但是可以通过一些被认为没有相互作用的杂质和一个较大的环境实现。大多数物质由 BEC 或简并费米气体表示，准粒子分别称为玻色极化子和费米极化子。目前多个小组在实验和理论上研究了费米极化子（杂质在费米环境中移动）^[47-49]。在强相互作用体系中，费米海中的杂质能够看作具有弱相互作用的准粒子，即费米极化子。而玻色极化子是由浸入玻色爱因斯坦凝聚中的其他类型的原子组成的准粒子^[50-52]。

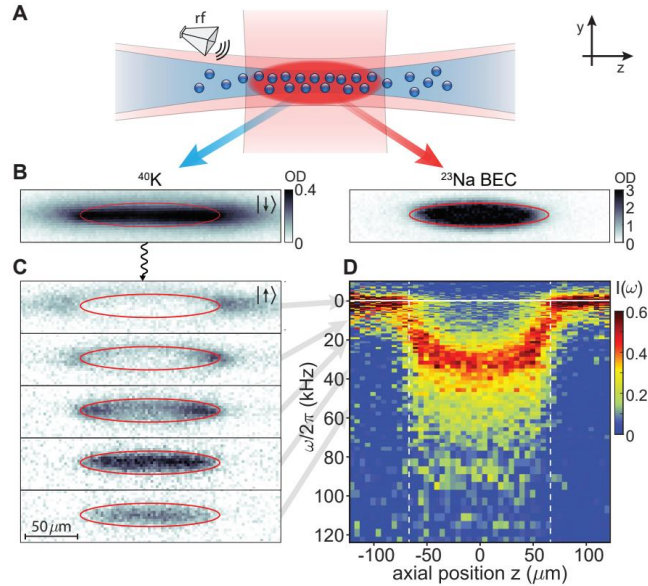


图 1.3 强耦合玻色子极化的局部分辨射频光谱

注：(a) ^{40}K 浸入在 ^{23}Na BEC 中，两种原子被俘获在双色光阱中。(b) 原位成像光学密度图。红色椭圆边界为托马斯费米边界。(c) 通过射频频率将杂质转入到没有相互作用的能级。如(c)(d)两图之间的灰色尖头。

图片来源：图片取自^[53]。

2020 年，MIT 小组在实验上观察到接近量子临界附近的玻色极化子^[53]。如图 1.3(a)所示，实验中在原子 Feshbach 共振附近，将费米子 ^{40}K 原子浸入到具有共振相互作用的 ^{23}Na BEC 中，温度约 130 nK，两种原子 Na 和 K 被俘获在椭球形的偶极阱中，其中 Na 为 $|1,1\rangle$ 态，K 为 $|9/2, -9/2\rangle \equiv |\downarrow\rangle$ 态。为了在具有吸引相互作用的基态

原子中得到强耦合的玻色极化子，通过扫描磁场至接近 Feshbach 共振的位置处。钾原子和钠原子有强烈的吸引相互作用，而当 K 原子为 $|9/2, -7/2\rangle \equiv |\uparrow\rangle$ 态时，两者之间没有相互作用，可以使用射频脉冲将原子从相互作用的态变为无相互作用的态。实验上探测了不同温度下 K 原子的能量、光谱宽度以及短程相关性，在远低于临界温度下，杂质形成了准粒子，其反转后寿命随温度成线性增长，符合量子临界行为。图 1.3(D)显示了局部射频转移作为轴向位置的函数。

(3)超冷分子

超冷原子的研究激发了科学家对超冷分子的兴趣，由于分子有复杂的内部能级结构，包括精细能级、振动能级、转动能级以及电子跃迁等，提供了原子没有的自由度。在超低温下，分子之间德布罗意波长远大于分子之间的相互作用势，只有相对轨道角动量最低的分波主导碰撞过程。超冷基态分子可以研究超冷化学^[54-55]，在实验上通过精确控制化学反应的初始态，可以决定化学产物的振动态，然后通过使用外部电场和磁场控制反应速率和反应路径。由于超冷极性分子具有多种自由度，可以应用于各种精密测量^[56]包括检验宇称和电荷守恒^[57]、精细结构常数^[58]以及电子与质量比^[59]等。极性分子也可以用来研究电子电偶极矩，因为在外部的很小的电场会在分子中产生很大的有效电场。也可以利用在光晶格中合成的分子^[60]模拟拓扑相位的产生、自旋交换等。

分子气体的量子简并需要超低温和高的相空间密度，对于碱金属原子有很好的封闭的光学循环跃迁，可以有效的将原子冷却至 $1-100\ \mu\text{K}$ ^[61]，通过蒸发冷却可以进一步达到量子简并。但分子有更丰富的内部结构，每个电子势能有很多的振转态，这种复杂的能级结构使直接冷却或者俘获分子到单一的量子态很困难。为了实现分子的量子简并，目前实验上通过直接冷却的方法可以将原子冷却至 $6\ \mu\text{K}$ 左右^[62]，很难达到量子简并。目前 SrF 分子具有几乎封闭的光学跃迁^[64-65]，使用分子磁光阱可以将大约 2000 个 SrF 俘获在磁光阱中，温度大约 $400\ \mu\text{K}$ ^[63]。此外还要很多方法冷却分子，例如激光冷却，光缔合^[66]，缓冲气体冷却^[67]，stark 减速^[68]、西西弗斯冷却^[69-70]，并且现在分子可以被俘获在磁阱^[71-72]、光阱^[73]、以及光镊阵列^[74]。

另外一种方法是通过间接冷却的方法，美国科罗拉多大学 D.S.Jin 研究小组首次报道了从原子气体量子简并出发，通过磁 Feshbach 共振将一对自由原子转化为弱束缚分子，然后通过受激拉曼绝热通道的方法将 Feshbach 分子转化为基态分子^[75]，并且在 2019 年，实现了 $^{87}\text{Rb}^{40}\text{K}$ 简并基态分子。利用这种方法实现了多种基态分子的

制备^[76]，例如费米子分子 NaK^[77]和玻色子分子 Cs₂^[78]、RbCs^[79]、NaRb^[80]。

2021 年，芝加哥大学 Cheng Chin 小组实验上首次实现了原子 BEC 到分子 BEC 的直接转化^[81]。如图 1.4 所示，铯原子 BEC 初始俘获在二维光学势阱中，原子数为 6×10^4 ，原子温度约为 85 nK。然后通过扫描磁场穿过窄的 19.87 G 的 g 波 Feshbach 共振点，在这个过程中大约 15% 的原子配对形成了分子，剩余的原子排出阱外，并且分子在低温下有很好的稳定性和热平衡。为了检测分子信号，反向扫描磁场将分子解离成原子，然后对原子进行原位成像。测量了分子的生命为 30 ms，分子的损耗系数在低温下被抑制，可能是由于分子气体的超低温度和准二维结构。为后续实验制备研究原子 BEC 合成分子 BEC 的转变提供了一个很好的平台。

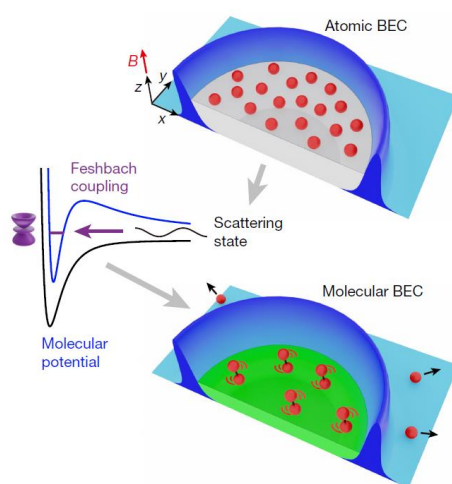


图 1.4 实验观测从原子 BEC 到分子 BEC

图片来源：图片取自^[81]。

我们实验上选择 ^{23}Na 和 ^{40}K 原子，主要是由于在所有碱金属原子中只有两种化学稳定性的费米分子 $^6\text{Li}^{40}\text{K}$ ^[85]和 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ ^[77]，而 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 分子有较大的电偶极矩，与 RbK 分子 0.57 Debye 电偶极矩相比，NaK 分子电偶极矩更大为 2.72 Debye。

目前已经成功制备 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 分子基态的小组有麻省理工学院 Martin 小组^[77]、马普量子光学所的 Bloch 小组^[82]，中国科学技术大学潘建伟小组制备了 ^{23}Na - ^{40}K 的双简并气体以及基态分子。2019 年，潘建伟小组在实验上首次观测了 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 基态分子和 ^{40}K 原子之间的磁场 Feshbach 共振^[83]，并且 2022 年，在实验上提供了冷原子和双原子分子的 Feshbach 共振缔合三原子分子的证据^[84]。

我们实验目标是实现单重态振转基态 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 极性分子的制备，并研究相关的物

理性质。首先实验上需要制备 ^{23}Na 和 ^{40}K 玻色-费米量子简并气体。在写论文期间我们小组已经实现了超冷 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 振转基态分子的制备。

1.2 论文主要工作

在本论文主要介绍了制备 ^{23}Na 和 ^{40}K 量子简并过程中用到的实验原理以及实验过程，主要包括三部分，第一部分主要介绍用于俘获 ^{23}Na 和 ^{40}K 原子的实验装置，包括真空系统和激光光路设计、激光冷却 (2 章)；第二部分主要介绍在光阱中通过蒸发冷却实现 ^{23}Na $|2,2\rangle$ 态的 BEC(3 章)；第三部分基于磁场穿过 $^{23}\text{Na}|1,1\rangle$ 态的 d 波 Feshbach 共振的原子的集体激发的相关性质的实验研究(4 章)；第四部分介绍实现 ^{23}Na 和 ^{40}K 原子量子简并气体的制备(5 章)。下面详细简要介绍一下本论文中的工作：

第一章，本章介绍超冷原子的背景与论文相关的研究进展。

第二章，本章介绍用于俘获冷却 ^{23}Na 和 ^{40}K 原子的实验系统。包括真空系统的搭建、真空抽取、钠原子加热源的设计；俘获原子的激光光路系统，探测光光强对 ^{39}K 原子的饱和吸收光谱的影响， ^{23}Na 和 ^{40}K 原子精细结构、超精细结构以及塞曼分裂；俘获在 3D MOT 中的原子数荧光计算，使用吸收成像得到原子数和原子温度。

第三章，本章介绍在交叉光阱中蒸发冷却实现 ^{23}Na 原子玻色爱因斯坦凝聚体。包括俘获原子磁光阱的原理、光路的设计、塞曼减速、水冷系统。实验过程使用 Gray molasses 技术冷却原子。详细介绍偏振梯度冷却和灰色黏胶冷却(Gray molasses)原子的原理，以及在蒸发冷却过程用的射频和微波信号产生、回路连接、光偶极阱的原理与相关技术。介绍光阱阱深和束缚频率的计算和实验测量、偶极力阱光路的设计、光阱的对准、腰斑的测量和光阱蒸发的实验时序。

第四章，基于 ^{23}Na BEC 测量 600 G 以内的 Feshbach 共振谱，研究磁场在穿过共振点时原子出现的长寿命集体激发。通过测量原子的轴向和径向的纵横比，分析原子振荡的频率和幅度，对比不同初始原子数对振荡频率、振荡幅度的影响。

第五章，本章介绍 ^{23}Na 和 ^{40}K 玻色费米混合的实验研究。 ^{23}Na 和 ^{40}K 量子简并气体的制备，包括从双原子在暗磁光阱中的俘获到磁阱蒸发，以及不同于 BEC 的交叉光偶极阱的设计，并研究了双原子在磁阱和光阱蒸发的不同蒸发效率。

第六章，实验总结与展望。

实验中用到的拟合原子温度，BEC 双峰拟合、光阱腰斑、以及小角度光阱束缚频率的计算过程等放在了附录中。

2 ^{23}Na 和 ^{40}K 原子冷却的实验系统

我们实验小组经过三年左右的实验系统搭建和时序调试, 2018 年 11 月, 在实验上实现了钠原子的玻色爱因斯坦凝聚(BEC, Bose-Einstein condensation)。又经过两年左右的努力, 在 2020 年 12 月实现了钠原子和钾原子的玻色费米量子简并。钠原子和钾原子在简并时的原子数长时间维持在 2×10^5 左右, 为下一步开展钠钾基态分子的研究提供了很好的基础。

本章将介绍在过去五年里搭建的用于实现钠和钾量子简并原子气体的实验装置, 包括真空实验系统的设计、搭建、烘烤; 玻色子 ^{23}Na 和费米子 ^{40}K 的精细结构、超精细结构、Zeeman 分裂, 激光光路的设计。在饱和吸收光谱中发现 ^{39}K 原子的探测光光强对激光锁频有影响; 还介绍了吸收成像, 原子数和原子温度的计算。

2.1 真空系统

在超冷原子实验中真空系统需要满足一些条件。第一, 因为冷原子容易与背景气体碰撞, 所以需要超高真空区域增加原子的寿命; 第二, 为了避免在以后使用过程中不锈钢材料磁化, 真空系统的材料选择需要满足以下条件, 材料选择: 耐高温、无磁或者低磁化的不锈钢材料; 第三, 玻璃 cell 和窗口镜镀有 589 nm-767 nm、532 nm、1064 nm 的 0° 增透膜, 减少激光功率的损耗。

实验中真空系统由两部分组成: 一级真空系统和二级真空系统。前者的真空度为 5×10^{-8} Pa, 在实验过程中因为需要烘烤金属源, 并且腔体需要加温, 后续的实验真空度维持在 2×10^{-7} Pa。烘烤出来的原子首先在二维磁光阱(2D MOT, two dimensional magneto-optical trap)中预俘获和冷却; 然后使用推送光将原子转移至三维磁光阱(3D MOT, three dimensional magneto-optical trap)中俘获和蒸发冷却, 后者的真空度为 9×10^{-10} Pa。

2.1.1 真空装置

如图 2.1 所示, 为真空装置三维示意图, 系统总长为 830 mm, 高为 800 mm。包括三部分: 俘获 K 原子的二维磁光阱, 俘获 Na 原子的二维磁光阱和科学腔(玻璃 cell)。为了避免俘获的超冷原子和烘烤出来的热原子的碰撞, 通过差分管连接两个单独的真空度不同的真空气室, 分别通过真空计去检测真空度。首先是高真空区域, 使

用过程中通过 40 L/s 离子泵维持系统真空度。Na 原子源（阿法埃莎化学有限公司，5 g）高温烘烤出来首先被塞曼光减速，然后原子在二维磁光阱中被预冷却。 ^{40}K 原子的自然丰度低，主要从背景气体中俘获原子。第二部分是超高真空区域，通过使用 150 L/s 的离子泵维持真空度。主要组成是四面体玻璃腔（40 mm×40 mm×100 mm），用于俘获和蒸发冷却原子的三维磁光阱。

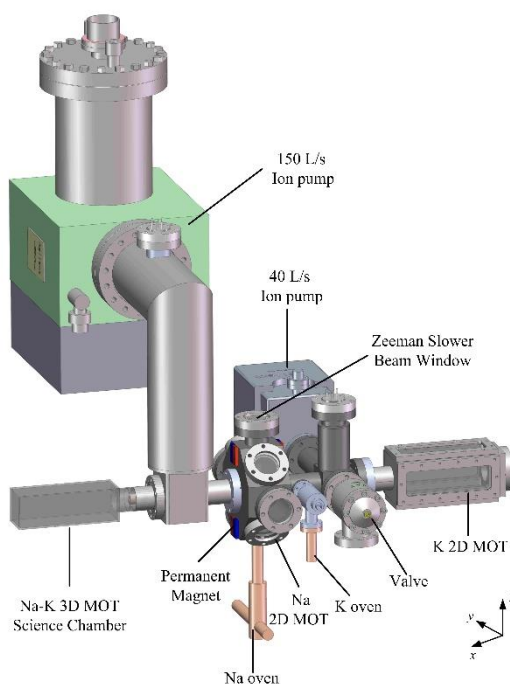


图 2.1 Na 和 K 真空装置三维示意图

注：Na 2D MOT 和 K 2D MOT 为科学腔提供原子束流，后续原子激光冷却、蒸发冷却以及吸收成像等实验部分在科学腔 3D MOT 中进行。

实验上用于俘获 Na 原子的 2D MOT 中磁场的设计灵感来源于意大利小组^[86]的系统，使用永久磁铁提供磁场来俘获 Na 原子。实验上设计了 K 二维磁光阱的装置，这里简述系统在实验过程中的设计和更改，第一、差分管；第二、钠原子加热源；第三、用于俘获 K 原子的 2D 腔体。

(1) 差分管的选择；

差分管的流导率可以表示为^[87]：

$$C_{DP} \approx 12.2 \frac{d^3}{l} \quad (2.1)$$

两个腔体之间的气压关系：

$$\frac{P_{UHV}}{P_{HV}} = \frac{C_{DP}}{S_p} \quad (2.2)$$

其中， d 为差分管的内部直径， l 为差分管的长度， S_p 为高真空腔体的离子泵抽速。

在调试原子初期由于 3D MOT 中的原子数很少，更换过一次差分管。

第一种差分管的设计，中心直径 $d = 0.6 \text{ cm}$ ，长度 $l = 19 \text{ cm}$ ， $C_{DP} \approx 0.138 \text{ L/s}$ ， $P_{UHV} / P_{HV} = 0.92 \times 10^{-3}$ ，其中实验上两级真空腔体的真空度大约差 3 个数量级。

第二种差分管的设计，中心直径 $d = 0.2 \text{ cm}$ ，长度 $l = 2.35 \text{ cm}$ ， $C_{DP} \approx 0.0415 \text{ L/s}$ ， $P_{UHV} / P_{HV} = 0.276 \times 10^{-3}$ 。

差分管更换后对原子的俘获没有很大的影响，后来更换了 Na 原子源的设计，提高了 3D MOT 中的原子数。考虑到后续堵漏激光从 cell 前入射，差分管选择了一种方法的设计。

(2) Na 加热源的设计。

如图 2.2 所示为实验上的两种钠原子加热源的设计，第一种方式使用一个高为 140 mm 的铜管，如图(a)所示，原子源置于铜管中，原子在 3D MOT 中俘获的原子数为 4×10^9 。第二种方式是一个 T 型的加热源，长为 180 mm，宽为 160 mm，原子源置于左侧铜管箭头所指的铜管中，原子在 3D MOT 中俘获的原子数为 7.5×10^9 。图(b)的设计 Na 原子源水平放置，原子从加热源喷出到达 2D MOT 腔体中心会首先经过直角弯管，原子首先被减速，然后经过塞曼减速使原子更多的俘获在 2D MOT 中。

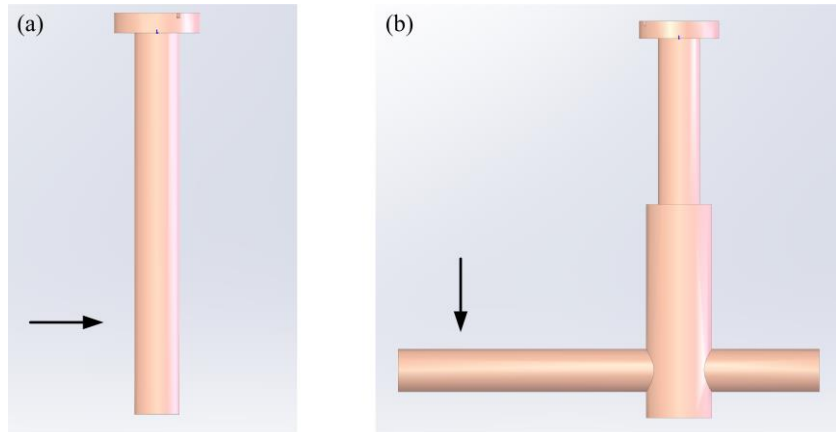


图 2.2 Na 加热源的两种设计示意图

注：实验中使用图(a)的设计原子的在磁光阱中俘获的原子数为 4×10^9 ，改为图(b)的设计后，在 3D MOT 中俘获的原子数增加至 7.5×10^9 。箭头所指为钠源的放置位置。

(3)用于俘获钾原子二维真空腔的设计。

用 2D 腔体俘获的钾原子和 Na 2D MOT、3D MOT 磁场中心的原子束流在一条直线上 (x 方向)。在 Na 2D MOT 腔搭建了用于俘获 K 的激光光路, 实验发现在 Na 2D MOT 光路上增加了钾原子的俘获激光时, 3D MOT 中俘获的 K 原子有一定的损耗。

2.1.2 真空抽取与烘烤

因为实验系统装置不同的材料对应的极限温度不同, 各部分采用了不同的烘烤温度, 如图 2.3 所示。用于俘获钾原子的 2D MOT 腔由于玻璃和不锈钢之间使用钽封, 最大烘烤温度为 $80\text{ }^{\circ}\text{C}$; 钠原子 2D MOT 窗片和不锈钢之间的焊接材料最大烘烤温度为 $120\text{ }^{\circ}\text{C}$; 玻璃真空室 cell 材料为熔融石英, 烘烤温度可以达到 $150\text{ }^{\circ}\text{C}$ 。

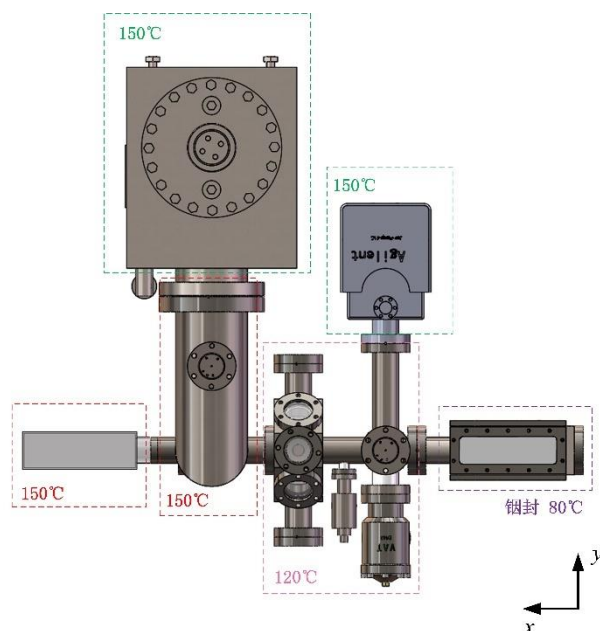


图 2.3 真空腔体俯视图

注：实验上分六段加热带烘烤真空腔体，方框内标注的为实验上每个腔体的烘烤温度。

实验上使用六段加热带缠绕真空系统, 第一段包裹俘获钾原子的 2D 腔, 第二段包裹俘获钠原子的八面体 2D 腔和中间不锈钢连接组件, 第三段包裹在一级与二级真空腔体间的腔体和钛升华泵, 第四段包裹玻璃 cell 真空室 (在 cell 外使用大小适合的铝罩将玻璃气室罩住, 加热带缠绕在铝板罩上); 两个离子泵各使用一段加热带。在玻璃窗片等地方, 需要密切监视温度变化, 测温元件热电偶要与被测部分接触好。

缠绕好加热带后，使用铝箔包裹整个腔体以保证腔体的温度均匀。然后使用单独四个控温仪（北京力美特真空有限公司）对各个部分进行加热。同时烘烤离子泵，离子泵使用加热带包裹，使用变压器进行加温。在不同的真空条件下，对不同气体的抽取需要使用到不同种类的真空泵。

第一、机械分子泵。

分子泵由机械泵和涡轮分子泵组合而成，机械泵和分子泵在开机前应该根据需要设置分子泵的延迟时间。实验上使用普发公司的分子泵，将阀门打开，前级泵开始工作。大约半个小时后，真空度维持在 10^{-1} Pa 左右，分子泵开始工作。分子泵开启后，机械泵用于维持分子泵的前级真空，腔体靠涡轮分子泵继续抽气。

分子泵抽气一段时间后，使用安捷伦真空计监测一级和二级真空气室的压强变化。一级和二级的真空气室的压强为 10^{-4} Pa 和 10^{-3} Pa。给加热带通电，根据气流的走向开始对系统各个部分烘烤抽气。注意系统各个部分要求使用不同的烘烤温度。在给加热带升温的同时通过变压器给离子泵通电加热，每半个小时升 10 V，最高升至 220 V。

对玻璃 cell 和中间腔体先升温，第四段缠绕玻璃 cell 的加热带升温，最高温度为 150 °C。根据气流走向，先将最远的地方的空气先排出，每半个小时升 3 °C。同时对中间转移腔室加热带升温，最高温度为 150 °C，每二十分钟升 3 °C，直至 cell 和中间腔室的温度都达到 150 °C（在升温的同时注意中间级的温度比 cell 值高 5 °C-10 °C 左右）。然后烘烤 12 个小时后，开始加热一级真空气室，每二十分钟升 3 °C。最后，第一段温度达到 80 °C，第二段温度达到 120 °C，各部分都达到设定的温度。整个加温过程需要 3 天左右。维持一个星期左右的烘烤后，直到真空度不再变化。整个加温和烘烤过程需要实验室有人值守，以防止安全事故发生，如遇到断电需要立即启用实验室备用电源。

第二、钛升华泵

在机械泵和分子泵的作用下，一级和二级真空气室的压强最终达到 10^{-5} Pa 和 10^{-4} Pa。接下来使用钛升华泵进行除气，利用钛铝合金丝在高压和高温下升华，气体分子被吸附在钛膜上，覆盖在真空材料表面，用于吸收活性气体和氢气等。

实验中系统内安装的三根钛丝，进行通电加热除气。第一次电流为 38 A，一个周期 30 分钟，通电 6 分钟，等 23 分钟（比较前一次点完的真空度的数值，可以关断钛升华，延长等待时间和周期）。每根钛丝 3 次，第一根钛丝三次点完后，第二根

和第三根在同一电流下重复同样的操作。第二次、第三次的最大电流为 42 A 和 45 A，通电加热持续时间以及操作与第一次操作相同，如此几个周期。最终经过 24 小时左右的烘烤，一级和二级的真空气室的压强可以达到 10^{-5} Pa 和 10^{-6} Pa，真空度不再变化。钛丝最大的通电电流为 45.5 A，电流太大会导致升华出钛蒸汽，从而干扰真空度。钛丝加热除气完成后，关闭阀门，开启一级和二级真空计，使用离子泵进行下一步除气。

第三、离子泵

在关闭阀门之前，需要短暂开启一级和二级离子泵（注意不能过长时间，防止分子泵气体倒吸）。因离子泵上吸附的气体放出，真空度会变差，等真空度恢复到开启离子泵以前的数值。重复反复多次开启离子泵，直至开启离子泵后真空度不变差，则说明离子泵上杂质气体去除。开启一级离子泵，重复上述同样的操作，直至真空度维持开启前的数值不变。最后开启离子泵，监视离子泵的值，然后关闭阀门（先用手转至无法拧动为基准，再用扳手旋转 5° 左右），接下来开始降温。对三段加热带同时降温，一级和中间转移腔室每二十分钟降 3°C ，cell 玻璃腔室每二十分钟降 2°C ，降至室温，关闭控温仪。降温后，最后关闭分子泵拆除波纹管期间，注意观测真空计的变化。

如图 2.4 所示，显示了一次性完整烘烤过程的时间和真空度的曲线，左图虚线表示开始使用钛升华除气，右图为降温过程的温度和真空度对应的曲线。最后，一级和二级的真空气室的真空度分别达到 5×10^{-8} Pa 和 9×10^{-10} Pa。

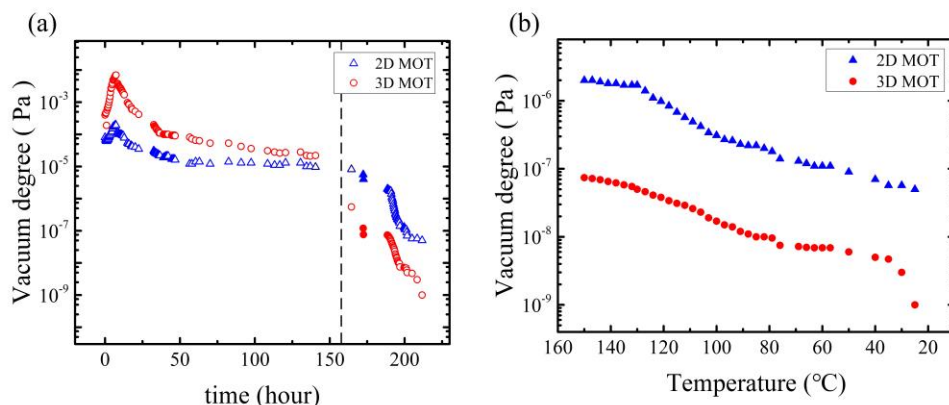


图 2.4 真空度的变化曲线

注：红色点和蓝色点分别为一级真空腔(2D MOT)和二级真空腔(3D MOT)的真空度变化曲线，(a)在烘烤整个过程中真空度随时间的变化曲线。虚线为开始使用钛升华进行二级真空除气，3D MOT 的真空度比 2D MOT 开始下降的快。(b)为降温过程中真空度随温度的变化曲线。

2.1.3 真空系统的烘烤以及安装注意

首先，真空零件需要严格的干净和高温除气，在安装过程需要全程配带一次性口罩和手套、和防尘服等。如果需要清洁真空零器件表面，需要使用带有无水乙醇的无尘布擦拭。下面是一些在烘烤和安装零器件需要注意的。

(1)烘烤过程为了防止 Na 和 K 2D 窗片受热不均匀、加热带和窗片之间的摩擦等，窗口镜片上使用铝片覆盖并且使用耐高温胶带粘贴防止掉落。在加温过程中，每个窗口镜片上都需要粘贴温度热探头监视温度。并且平台上所有的镜片需要用擦镜纸包裹防止加热带上有玻璃纤维划伤镜片。如果遇到上面有灰尘等，需要先用酒精冲洗，然后使用带有丙酮的擦镜纸擦拭。

(2)实验上在一次加热抽气过程中，由于包裹在窗片处的加热带交叉叠加，导致窗片受热不均匀，窗片和不锈钢金属间焊接的金属熔化而导致漏气，腔体严重污染，导致每次抽真空前需要用 10 W 左右高功率绿光会聚入射至不锈钢腔体上，在腔体内进行局部加热除气。在此过程中需要注意防止绿光反射返回到激光器中，还需要注意因为 2D 玻璃窗片选用的是 HK9 的材料，在窗片上绿光的光斑应该足够大以免损坏金属镀膜，如图 2.5 所示。

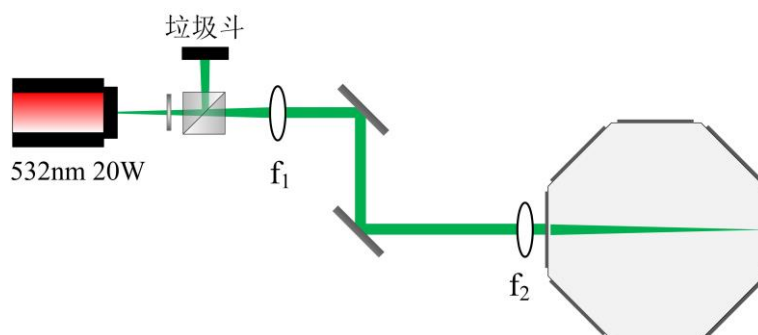


图 2.5 使用 532 nm 高功率激光快速除气

注：图中透镜 f_1 为激光器准直透镜， f_2 根据激光位置选择合适的焦距，要尽量靠近真空系统。

(3)实验系统的窗片法兰和系统之间需要用无氧铜圈连接，以减少两者之间的应力。并且玻璃窗片和 cell 需要选择熔融石英材料，以避免后期高功率激光对镀膜面的损坏。使用全金属角阀(VAT)需要特别注意，每次抽真空关闭时，首先用手将阀门拧紧，然后需要用扳手再紧 5° 左右，下一次开阀门前需要标记位置，在这次标记的位置的基础上再拧 5° 左右。如果将阀门全部拧到底会导致阀门损坏，下一次抽真空

打开再关闭阀门便会漏气，并且每次在抽真空降温最后一步才关闭分子泵，在关闭和拆卸波纹管的过程中需要单独有人注意真空计的值，以免阀门的损坏而漏气。

(4)如果打开真空系统更换零件，但没有更换钠源，需要保证在更换真空器件期间真空系统里充入足够的氩气，防止钠源被氧化。在抽真空加温和烘烤过程中钠源处需要制冷，但在分子泵抽气最后阶段钠源需要单独加温至 180° ，记录真空值，烘烤 30 分钟，然后降温后再记录个值。反复多次重复上述过程，直到两次的记录真空值差值降至最小。

(5)如果更换了新的钠源，真空系统烘烤完毕后加热钠源时，要逐步加温。因为钠源玻璃管中的真空度比一级真空度要低，等真空度降下来后再提高温度。经过两周的烘烤钠源，真空度恢复至到最好的值。

2.2 ^{23}Na 和 ^{40}K 原子的精细结构、超精细结构和 Zeeman 效应

在本节将介绍玻色子 ^{23}Na 和费米子 ^{40}K 的精细结构、超精细结构和 Zeeman 分裂^[11-12]。

2.2.1 精细结构

原子的精细结构是由轨道角动量 L 和电子自旋角动量 S 耦合产生的：

$$J = L + S \quad (2.3)$$

角动量的值的取值范围为：

$$|L - S| \leq J \leq |L + S| \quad (2.4)$$

对于 ^{23}Na 原子，处于基态时， $L=0$; $S=1/2$; $J=1/2$ ，基态能级为 $3^2S_{1/2}$ 。原子处于第一激发态时 $L=1$; $S=1/2$; $J=3/2$ ，原子存在两个精细态分别为 $3^2P_{1/2}$, $3^2P_{3/2}$ 。 $3^2S_{1/2} \rightarrow 3^2P_{1/2}$ 之间的跃迁为 ^{23}Na 原子的 D_1 线，对应波长 589.755 nm; $3^2S_{1/2} \rightarrow 3^2P_{3/2}$ 之间的跃迁对应 ^{23}Na 原子的 D_2 线，对应波长 589.158 nm。表 2.1 总结了 Na 和 K 原子对应的跃迁参数。

表 2.1 为 ^{23}Na 和 ^{40}K 的碱金属原子能级结构及对应跃迁参数。

原子	基态	D_1 跃迁线	D_2 跃迁线
^{23}Na	$3^2S_{1/2}$	589.755 nm $3^2S_{1/2} \rightarrow 3^2P_{1/2}$	589.158 nm $3^2S_{1/2} \rightarrow 3^2P_{3/2}$
^{40}K	$4^2S_{1/2}$	770.109 nm $4^2S_{1/2} \rightarrow 4^2P_{1/2}$	766.702 nm $4^2S_{1/2} \rightarrow 4^2P_{3/2}$

2.2.2 超精细结构

原子的超精细结构是由于原子核自旋 I 和电子总角动量 J 耦合产生：

$$F = I + J \quad (2.5)$$

总角动量的取值范围：

$$|I - J| \leq F \leq |I + J| \quad (2.6)$$

²³Na 原子, $I=3/2$, 原子处于基态能级 $3^2S_{1/2}$ 时, 存在两个超精细态 $F=1, F=2$ 。对于 D_2 线激发态 $3^2P_{3/2}$, 分裂为四个超精细态 $F=0, 1, 2, 3$, 如图 2.6 所示。

⁴⁰K 原子, $I=4$, 原子处于基态能级 $4^2S_{1/2}$ 时, 存在两个超精细态 $F=9/2, F=7/2$ 。对于 D_2 线激发态 $4^2P_{3/2}$, 分裂为四个超精细态 $F=5/2, 7/2, 9/2, 11/2$, 如图 2.7 所示。

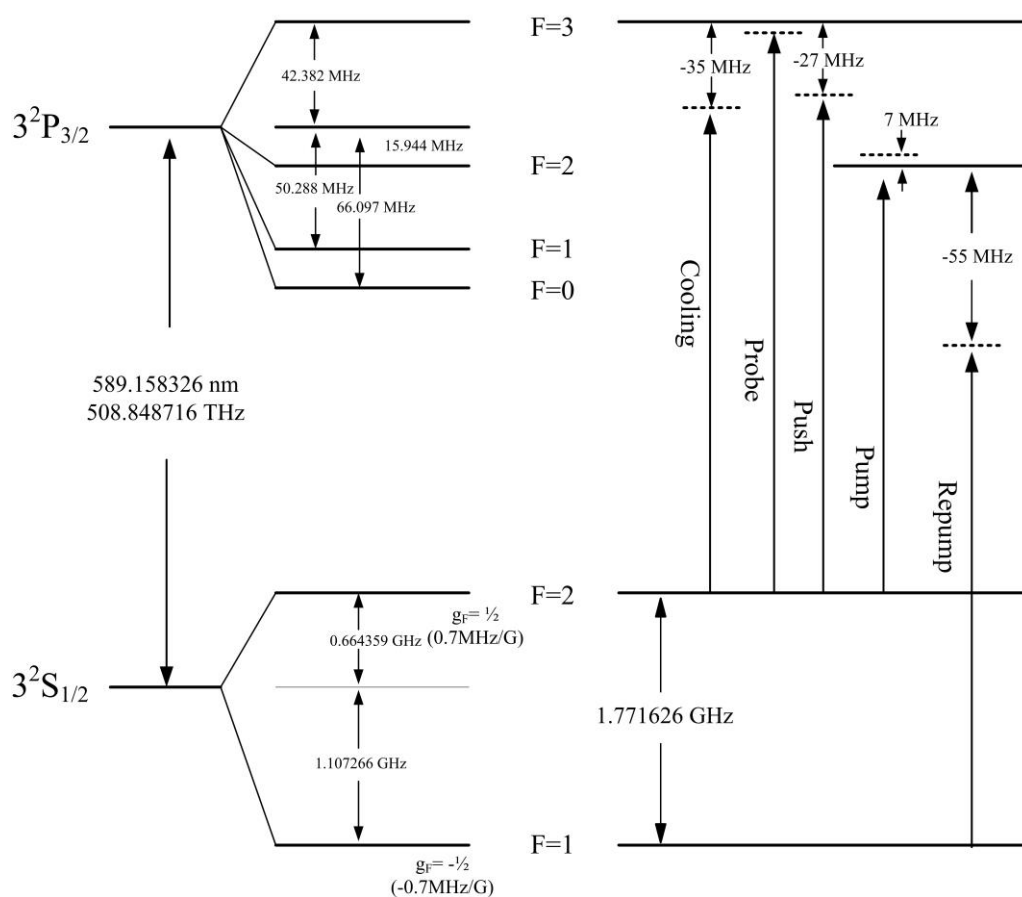
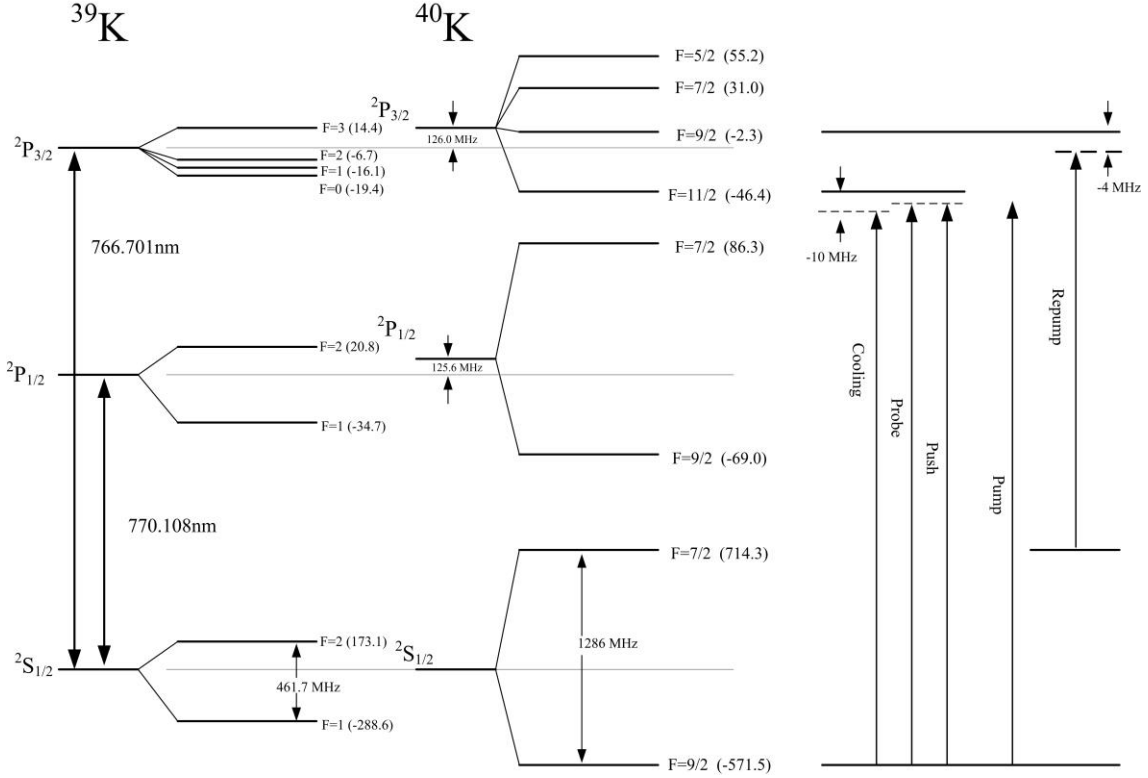


图 2.6 ²³Na 的超精细结构

注：F 为超精细能级的总自旋。g_F 为超精细能级的朗道 g 因子，图右侧为实验中相关亮磁光阱时候的能级跃迁选择。

图片来源：图取自^[11]。


 图 2.7 ^{40}K 的超精细结构

注：右图中标注的为实验中在磁光阱中装载钾原子时候的能级跃迁选择。

图片来源：图取自^[12]。

2.2.3 Zeeman 效应

外界磁场为零时，原子每个 F 态中的各个 m_F 态的能级是简并的；当存在外界磁场时，各个磁子能级分裂。原子超精细结构的能级分裂哈密顿量可以写为：

$$H_{hfs} = A_{hfs} \mathbf{I} \cdot \mathbf{J} + \mu_B g_j \mathbf{J} \cdot \mathbf{B} \quad (2.7)$$

其中 A_{hfs} 为超精细相互作用常数，决定能级分裂的大小，超精细耦合表象 $|I, j, F, m_F\rangle$ 是 $A_{hfs} \mathbf{I} \cdot \mathbf{J}$ 的本征函数， μ_B 为原子自旋磁矩非耦合表象，非耦合表象 $|I, J, m_I, m_J\rangle$ 为 Zeeman 效应 $\mu_B g_j \mathbf{J} \cdot \mathbf{B} = \mu_B g_j \mathbf{B} \cdot \mathbf{J}_z$ 的本征函数。在超精细耦合表象下，总的哈密顿量的矩阵表示为：

$$\hat{H}_{hfs} = \sum_{F, m_F} |I, J, F', m'_F\rangle \langle I, J, F', m'_F | \hat{H}_{hfs} | I, J, F, m_F \rangle \langle I, J, F, m_F | \quad (2.8)$$

其中矩阵元可以表示为：

$$\begin{aligned} & \langle I, J, F', m'_F | \hat{H}_{hfs} | I, J, F, m_F \rangle \langle I, J, F, m_F | \\ &= \frac{A}{2} (F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)) \delta_{FF'} \delta_{m_F m'_F} + \mu_B g_j B \sum_{m_I, m_J} S_{m'_I m'_J F m'_F}^{IJ} S_{m_I m_J F m_F}^{IJ} \end{aligned} \quad (2.9)$$

其中 $S_{m_I, m_J, F m_F}^{IJ} = \langle I, J, m_I, m_J || I, J, F, m_F \rangle$ 为 CG 系数, g_j 为电子的朗道 g 因子, 表示为:

$$g_j = g_l \frac{J(J+1) - S(S+1) + L(L+1)}{2J(J+1)} + g_s \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (2.10)$$

在弱磁场的条件下, 塞曼分裂远小于超精细分裂的情况, J 为好量子数, 相应的原子在磁场中的相互作用哈密顿量变为 $H_B = \mu_B g_F F_z B_z / \hbar = \mu_B g_F m_F |B|$, g_F 为精细分裂的朗德因子^[88-89]。由于磁阱可以俘获 $m_F g_F > 0$ 的原子, 原子超精细态的选取极为重要。

对于 ^{23}Na 原子, $|2, 2\rangle, |2, 1\rangle, |1, -1\rangle$ 态在弱磁场时为低场趋近态, 是囚禁态, $|2, 0\rangle, |2, -1\rangle, |1, 0\rangle, |1, 1\rangle$ 为高场趋近态, 是驱逐态, 不能被磁阱俘获。对于 ^{40}K 原子, $F = 9/2, m_F > 0$ 和 $F = 9/2, m_F < 0$ 的态都为囚禁态。其中,

$$\begin{aligned} g_F &= g_J \frac{F(F+1) - I(I+1) + J(J+1)}{2F(F+1)} + g_I \frac{F(F+1) + I(I+1) - J(J+1)}{2F(F+1)} \\ &\cong g_J \frac{F(F+1) - I(I+1) + J(J+1)}{2F(F+1)} \end{aligned} \quad (2.11)$$

图 2.8 分别是磁场在 100 G 以内的 ^{23}Na 和 ^{40}K 原子在磁场中的 Zeeman 分裂。

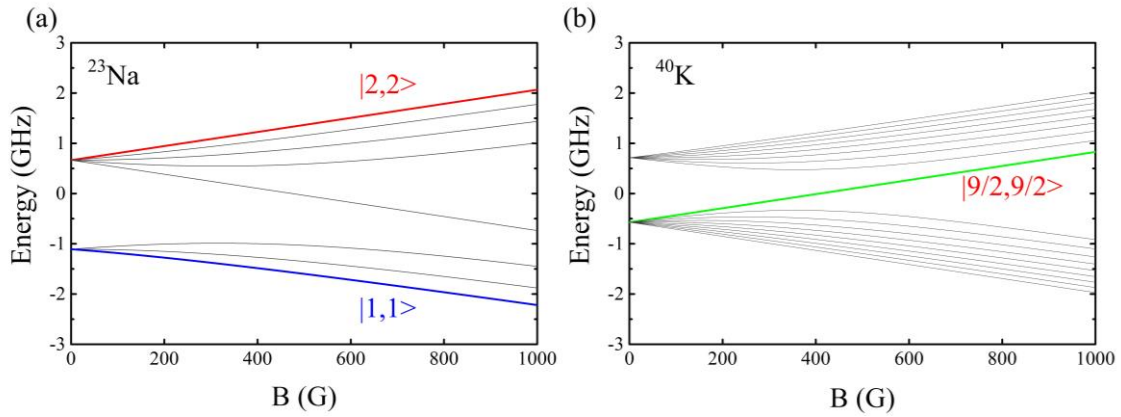


图 2.8 ^{23}Na 和 ^{40}K 基态原子在外磁场中的 Zeeman 分裂

注: (a) 为 ^{23}Na 原子基态的塞曼能级, Na 原子在磁阱中处于 $|2, 2\rangle$ 态 (红线), 制备简并时转移至 $|1, 1\rangle$ 态 (蓝线)。 (b) 为 ^{40}K 原子基态的塞曼能级, 在磁阱和光阱中 K 原子处于 $|9/2, 9/2\rangle$ 态 (绿线)。

2.3 ^{23}Na 和 ^{40}K 原子的激光系统

相比于冷却 Rb 和 K 原子, 冷却 Na 和 K 原子需要的光路更为复杂。本节主要介绍用于俘获和实现钠原子 589 nm 和钾原子 767 nm 量子简并的激光系统。实验中需要的激光有: 2DMOT 和 3DMOT 所需要的冷却光(cooling)、再泵浦光(repump)、钠

原子所需要的塞曼减速光(Zeemanslower)、吸收成像需要的探测光(probe), 以及将原子从 2D MOT 推送到 3D MOT 中需要的推送光(push)、泵浦光(pump)等。在实验过程中需要选择不同激光频率和激光功率, 通过设计和搭建所需要的移频光路, 使用计算机操控进行时序。

2.3.1 俘获 ^{23}Na 原子的激光系统

实验中选择的激光器工作原理如图 2.9 所示, 使用激光倍频技术将 1178 nm 的激光倍频到 589 nm, 作为实验上实现 Na BEC 的激光光源。首先使用 1178 nm 半导体激光器 (SYST DL 1178, Toptica Photonics) 输出功率约为 23 mW 种子光, 然后泵浦注入到单频拉曼光纤放大器 (RFA-P-8-1178-SF, MPB), 功率放大至 4 W。再经过基于长为 15 mm 的 LiB_3O_5 的非线性晶体的倍频腔 (SYST-SHG-Pro 589, Toptica Photonics), 输出 589 nm 激光, 输出总功率最大约为 3 W。

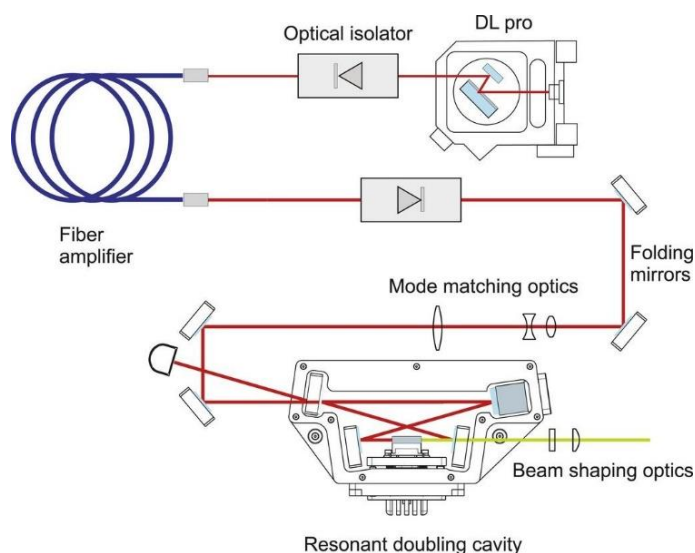


图 2.9 DL/RFA-SHG 产生 589 nm 激光示意图

在后期使用过程中需要维护激光器输出功率的稳定, 主要需要注意的是有时候半导体激光器 (DL Pro 1178 nm) 激光注入拉曼光纤放大器功率降低, 在电脑上可以随时监视, 需要手动调节注入拉曼光纤耦合头上的旋钮, 调节的过程需要关闭拉曼光纤放大器。因为要打开激光器上盖, 在调节过程中注意防止静电, 佩戴静电手环、和口罩等。

如果激光器输出功率降低, 需要首先检查激光器出光的第一个反射镜是否有灰尘, 在关机状态进行擦拭。如果不是, 需要在激光器关机状态更换倍频晶体的干燥剂,

等待 3 个小时后再开启激光器。

实验上使用的激光器出光功率为 2.1 W, 可以满足后续制备 Na BEC 的实验需要。在实验中, 冷却钠原子的激光频率选择钠原子的 D_2 吸收线 589 nm, 从 $3S_{1/2} |F=2\rangle$ 态到 $3P_{3/2} |F=3\rangle$ 态。

为了获得稳定频率的激光输出, 激光光路如图 2.11(a)所示, 激光器出光后首先分出一小部分激光双穿通过 199 MHz 的 AOM, 选择+1 级衍射激光。调制转移光谱和饱和吸收稳频^[97]后, 激光器的输出激光锁定在 $\nu_{2-3}-199\text{ MHz}$ 频率上 (ν_{2-3} 为 $F=2 \rightarrow F'=3$ 的跃迁频率)。

由于 Na 原子熔点为 97.8 °C, 室温下为固态, 为了能够得到更好的饱和吸收信号, 实验中需要对玻璃钠泡进行加热。外面缠绕加热带, 然后使用铝箔包裹, 要注意钠泡的两边入射通光窗口, 不可以覆盖。实验上自制了一个有机玻璃盒子罩住, 中间填充隔热棉保温, Na 泡和平台之间使用隔热材料固定, 防止温度对平台和激光器的影响。使用控温仪(力美特真空技术有限公司)给 Na 泡加热, 采用梯度加热的方法将钠泡加热到 200 °C, 需要烘烤 2 个小时左右, 可以得到明显的饱和吸收线。可以看到 Na 泡里面有明显的两条亮黄线。在获得原子的饱和吸收谱时, 将调制信号加载在泵浦光上, 这样可以有效降低激光器的输出激光噪声。

实验上得到的鉴频信号(图 a)以及饱和吸收光谱(图 b), 如图 2.10 所示。图 (b)为得到的整个光谱中的三个饱和吸收峰, 其中: 图 2.10 (b)图中透过峰 a 对应的是 $F=2 \rightarrow F'=1, 2, 3$ 的跃迁; 透过峰 c 对应的是 $F=1 \rightarrow F'=0, 1, 2$ 的跃迁; 吸收谷 b 对应的是 $F=1$ 和 $F=2$ 两个超精细基态相对于共同激发态跃迁之间的频率交叉。

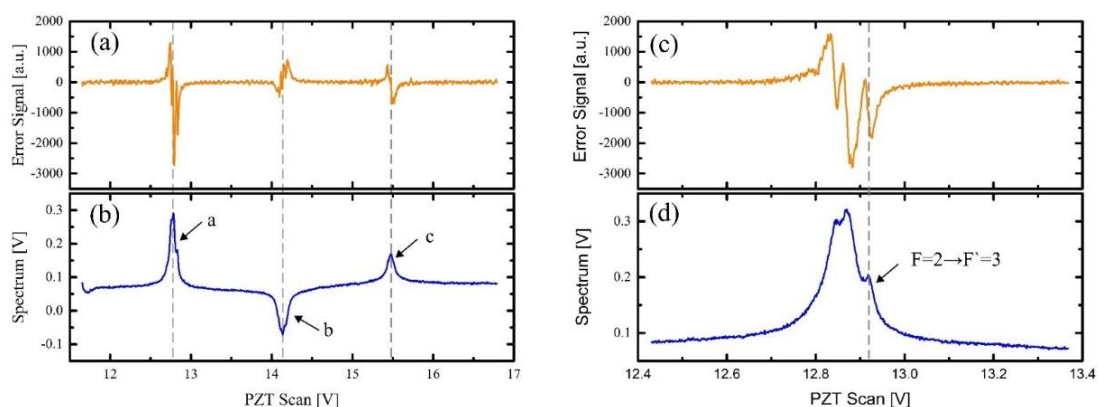


图 2.10 ^{23}Na 原子 D_2 线的饱和吸收光谱以及 MTS 误差信号

图 2.10 (c)(d)中单独显示了图(a)(b)中光谱透过峰 a 的放大, 实验上锁定频率在

对应为 $F = 2 \rightarrow F' = 3$ 的频率跃迁，如图中虚线所示。图(d)中从左到右依次为对应 $F = 2 \rightarrow F' = 1$ ， $F = 2 \rightarrow F' = 2$ ，最右边的为 $F = 2 \rightarrow F' = 3$ 的频率跃迁。

由于冷却光和泵浦光之间的频率差为 1.7 GHz 左右，实验上经过 AOM 5 次移频，这样的实验方案比单穿一次 AOM 的移频效率高，并且改变 AOM 频率，在连续失谐 ± 40 MHz 光路指向性不发生偏移。双穿 AOM 移频效率为 65% 左右，光纤耦合效率为 75% 左右。此外，这种设计 AOM 可以作为开关使用，方便单独调节激光的频率和幅度。图 2.11 为实验上用于钠原子激光冷却所用的激光光路设计。

图 2.11(b) 注明了实验上用于冷却原子的激光束对应的激光失谐，对应的具体的频率设置为：

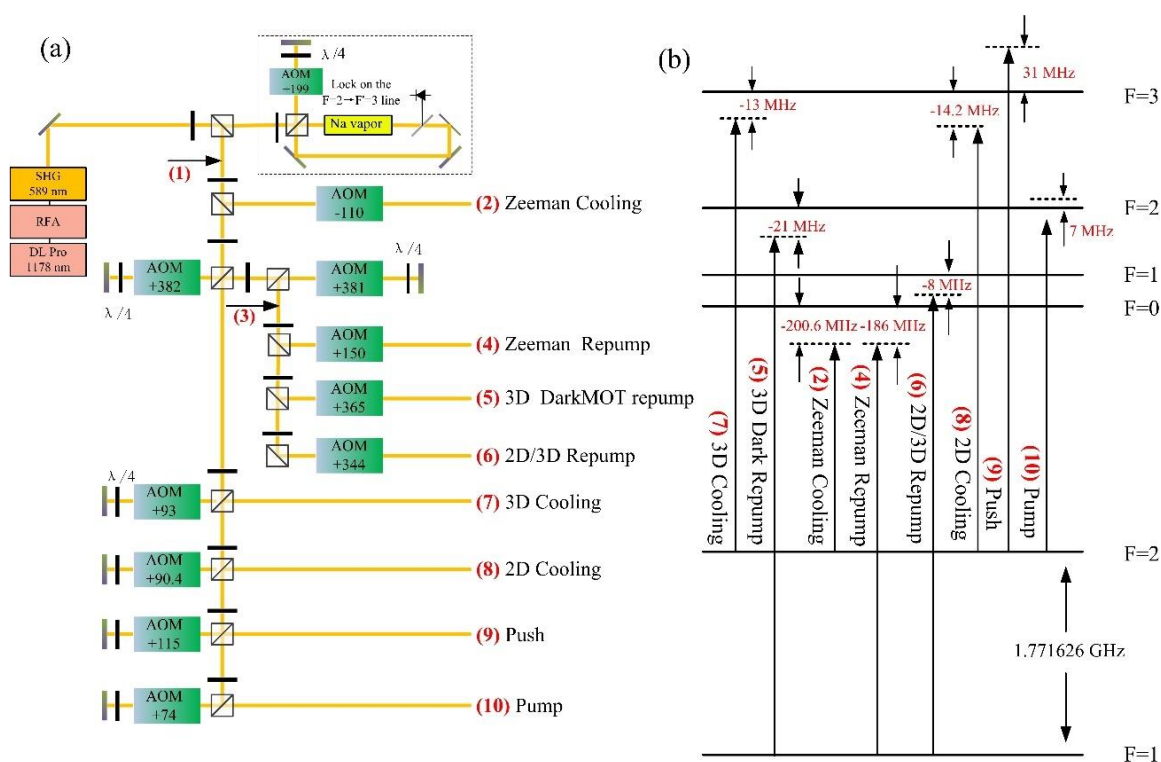


图 2.11 俘获钠原子激光光路示意图

注：(a)为激光光路示意图，图中所标数字处的频率计算在方程 2.12 中所示。(b)为现在实验上钠原子在俘获在暗磁光阱中的频率，包括 2D MOT 冷却光、再泵浦光，3D MOT 冷却光、再泵浦光，推送光以及塞曼减速光。

$$\begin{aligned}
 (1) \quad & \nu_{Na \text{ locking}} = \nu_{2 \rightarrow 3} - 199 \text{ MHz}; \\
 (2) \quad & \nu_{Na \text{ zeemancooling}} = \nu_{Na \text{ locking}} - 110 \text{ MHz}; \\
 (3) \quad & \nu = \nu_{Na \text{ locking}} + 2 \times 382 \text{ MHz} + 2 \times 381 \text{ MHz} = \nu_{1 \rightarrow 2} - 386 \text{ MHz}; \\
 (4) \quad & \nu_{Na \text{ zeemanrepump}} = \nu + 150 \text{ MHz} = \nu_{1 \rightarrow 0} - 186 \text{ MHz}; \\
 (5) \quad & \nu_{Na \text{ 3D Darkrepump}} = \nu + 365 \text{ MHz} = \nu_{1 \rightarrow 2} - 21 \text{ MHz}; \\
 (6) \quad & \nu_{Na \text{ 2Drepump}} = \nu + 344 \text{ MHz} = \nu_{1 \rightarrow 1} - 8 \text{ MHz}; \\
 (7) \quad & \nu_{Na \text{ 3DMOTcooling}} = \nu_{Na \text{ locking}} + 2 \times 93 \text{ MHz} = \nu_{2 \rightarrow 3} - 13 \text{ MHz}; \\
 (8) \quad & \nu_{Na \text{ 2DMOTcooling}} = \nu_{Na \text{ locking}} + 2 \times 90.4 \text{ MHz} = \nu_{2 \rightarrow 3} - 14.2 \text{ MHz}; \\
 (9) \quad & \nu_{Na \text{ push}} = \nu_{Na \text{ locking}} + 2 \times 115 \text{ MHz} = \nu_{2 \rightarrow 3} + 31 \text{ MHz}; \\
 (10) \quad & \nu_{Na \text{ pump}} = \nu_{Na \text{ locking}} + 2 \times 74 \text{ MHz} = \nu_{2 \rightarrow 2} + 7 \text{ MHz};
 \end{aligned} \tag{2.12}$$

2.3.2 俘获 ⁴⁰K 原子的激光系统

用于钾原子的激光冷却使用两台光栅外腔反馈半导体激光器（TopticalDL100），一台波长为 767 nm，对应于 ³⁹K 原子的 D₂ 线，用于钾原子磁光阱的俘获。另一台波长为 770 nm，对应 ³⁹K 原子的 D₁ 线，用于钾原子的偏振梯度冷却光束。由于锁频光路所用的钾泡中的 ⁴⁰K 含量较少，所以实验上选择用 ³⁹K 原子的吸收线进行稳频。

实验上测得了钾原子的 D₁ 线和 D₂ 线的饱和吸收光谱以及 MTS 误差信号。如图 2.12 所示，示波器得到的 K 原子 D₁ 线 MTS 误差信号图。图 2.12(a) 图中 d 对应的是 ³⁹K 原子 $F=1 \rightarrow F'=1,2$ 的跃迁；f 对应的是 $F=2 \rightarrow F'=1,2$ 的跃迁；e 对应的是 $F=1$ 和 $F=2$ 交叉线相对于共同激发态跃迁之间的频率交叉。

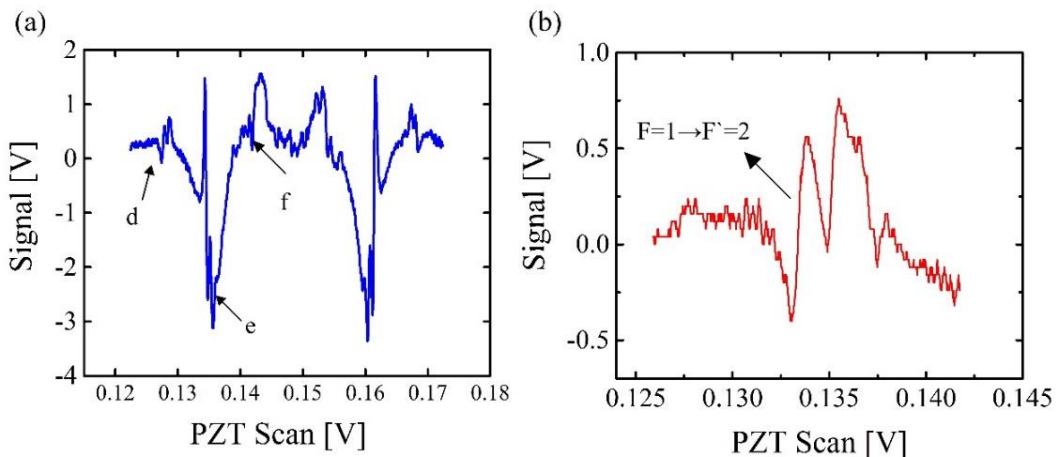


图 2.12 ³⁹K 原子 D₁ 线 MTS 误差信号

图 2.12(b) 单独显示了图(a)中光谱 d 的 D₁ 线的结构。实验上锁定频率在

$F=1 \rightarrow F'=2$ 的跃迁频率上。

图 2.13 为示波器得到的 K 原子 D_2 线饱和吸收光谱和 MTS 误差信号图， ^{39}K 对应的 D_2 线的透射峰，图中红线对应为鉴频曲线，蓝线对应饱和吸收线。图 2.13 中吸收峰 c 对应的是 ^{39}K 原子 $F=1 \rightarrow F'=0-2$ 的跃迁，吸收峰 a 对应的是 $F=1 \rightarrow F'=1-3$ 的跃迁，透射峰 b 对应的是 $F=1$ 和 $F=2$ 交叉线相对于共同激发态跃迁之间的频率交叉。

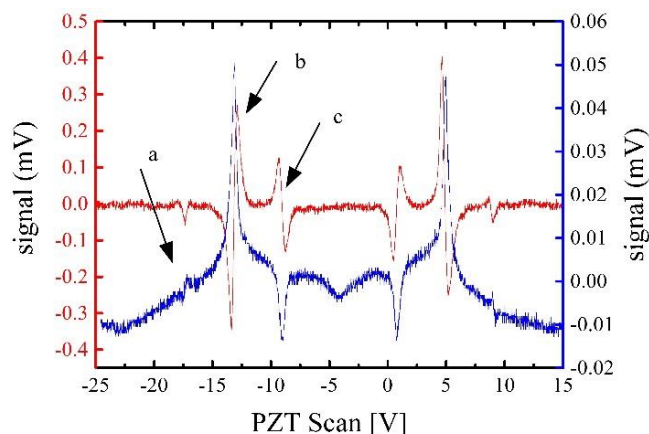


图 2.13 ^{39}K 原子 D_2 线的鉴频信号和饱和吸收谱

注：图中红线为鉴频曲线，蓝线为饱和吸收光谱

图 2.14(a)是用于 K 原子冷却 D_2 线的激光路设计原理图，激光器输出的激光首先分一小部单次穿过 132.4 MHz 的 AOM，选用-1 级衍射光，用于调制转移光谱技术锁频^[90]。由于 ^{40}K 基态能级相差 1.28 GHz，通过双穿两次 AOM 可以得到实验上所需要的激光频率。

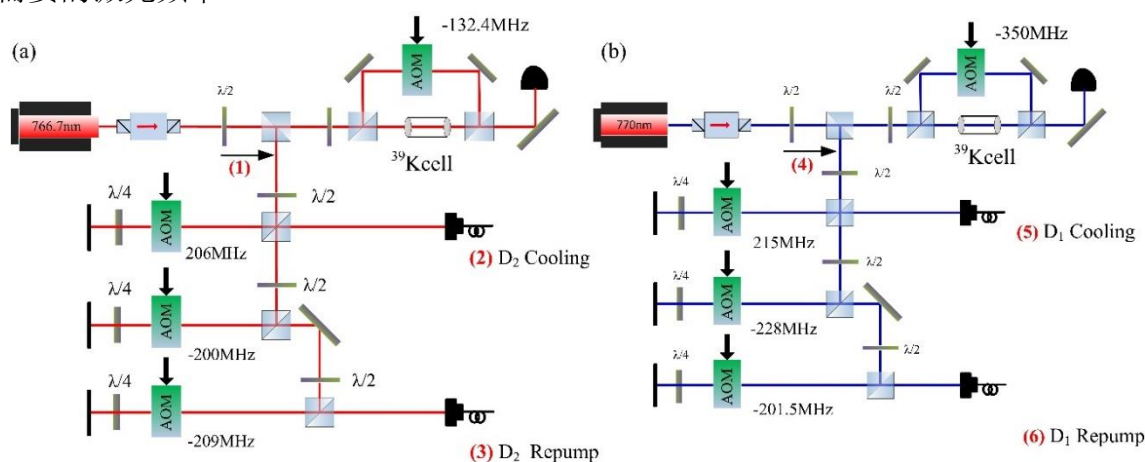


图 2.14 钾原子 D_2 线和 D_1 主激光光路

注：图(a)为 ^{39}K D_2 线主激光光路，图(b)为 ^{39}K D_1 线主激光光路。

图 2.14(a)为实验上用于钾原子的俘获的激光光路，选择 D_2 线。能级跃迁

²S_{1/2} → ²P_{3/2} 激光具体频率设置:

$$\begin{aligned}
 (1) \nu_{K,D_2laser} &= \nu_{^{39}K,1 \rightarrow 0-2} + 132.4 / 2 \text{ MHz} = \nu_{^{40}K,7/2 \rightarrow 9/2} + 866.2 \text{ MHz} + 132.4 / 2 \text{ MHz}; \\
 &= \nu_{^{40}K,9/2 \rightarrow 11/2} - 375.8 \text{ MHz} + 132.4 / 2 \text{ MHz}; \\
 (2) \nu_{K,D_2Cooling} &= \nu_{K,D_2laser} + 2 \times 206 \text{ MHz}; \\
 (3) \nu_{K,D_2Repump} &= \nu_{K,D_2laser} - 2 \times 200 \text{ MHz} - 2 \times 209 \text{ MHz};
 \end{aligned} \tag{2.13}$$

其中, $\nu_{^{39}K,1 \rightarrow 0-2}$ 对应于 ³⁹K 的 $F = 1 \rightarrow F' = 0 \rightarrow 2$ 的跃迁线, 为锁定的激光频率。

$\nu_{^{40}K,7/2 \rightarrow 9/2}$ 对应于 ⁴⁰K 的 $F = 7/2 \rightarrow F' = 9/2$ 的跃迁线, 用于俘获 K 的再泵浦光。

$\nu_{^{40}K,9/2 \rightarrow 11/2}$ 对应于 ⁴⁰K 的 $F = 9/2 \rightarrow F' = 11/2$ 的跃迁线, 用于俘获 K 的冷却光。

如图 2.14(b)所示, 为用于 ³⁹K 原子偏振梯度冷却 D₁ 线的激光路设计, 激光器首先单次经过 350 MHz 的 AOM, 选择-1 级衍射的激光进行饱和吸收锁频, 作为偏振梯度冷却阶段所需的冷却光 ($F = 9/2 \rightarrow F' = 7/2$) 和再泵浦光 ($F = 7/2 \rightarrow F' = 7/2$), 使用单模保偏光纤 (OZ Optics) 转移至另一个平台上。实验上 D₁ 线 ²S_{1/2} → ²P_{1/2} 主平台激光具体频率设置:

$$\begin{aligned}
 (4) \nu_{K,D_1laser} &= \nu_{^{39}K,1 \rightarrow 2} + 350 / 2 \text{ MHz} = \nu_{^{40}K,9/2 \rightarrow 7/2} - 474 \text{ MHz} + 350 / 2 \text{ MHz}; \\
 &= \nu_{^{40}K,7/2 \rightarrow 7/2} + 811.8 \text{ MHz} + 350 / 2 \text{ MHz}; \\
 (5) \nu_{K,D_1Cooling} &= \nu_{K,D_1laser} + 2 \times 215 \text{ MHz}; \\
 (6) \nu_{K,D_1Repump} &= \nu_{K,D_1laser} - 2 \times 228 \text{ MHz} - 2 \times 201.5 \text{ MHz};
 \end{aligned} \tag{2.14}$$

其中, $\nu_{^{39}K,1 \rightarrow 2}$ 对应于 ³⁹K 的 $F = 1 \rightarrow F' = 2$ 的跃迁线, 为锁定的激光频率。

$\nu_{^{40}K,9/2 \rightarrow 7/2}$ 对应于 ⁴⁰K 的 $F = 9/2 \rightarrow F' = 7/2$ 的跃迁线, 用于 Gray Molaases 冷却 K 的 cooling 光。

$\nu_{^{40}K,7/2 \rightarrow 7/2}$ 对应于 ⁴⁰K 的 $F = 7/2 \rightarrow F' = 7/2$ 的跃迁线, Gray Molaases 冷却 K 的再泵浦光。

主平台输出的激光, 一部分 Cooling 光作为推送光和探测光, 剩下的冷却光和再泵浦光分别注入两台注入锁定激光器(Thorlabs LTC56B), 然后再分别注入到两台半导体激光放大器 (TA Toptic BoosTA) 中做二次放大。通过 110MHz AOM 对激光进行移频 (也作为激光开关使用), 用作为 2D MOT 和 3D MOT 的冷却光和再泵浦光。用于偏振梯度冷却 ⁴⁰K 原子 D₁ 线激光, 通过棱镜 (PBS) 和半波片和 D₂ 线的激光耦合。通过注入锁定激光器, 再经过 TA 进行功率放大后使用, 如图 2.15 所示。其中激光俘获原子阶段激光具体频率设置为方程 2.15。

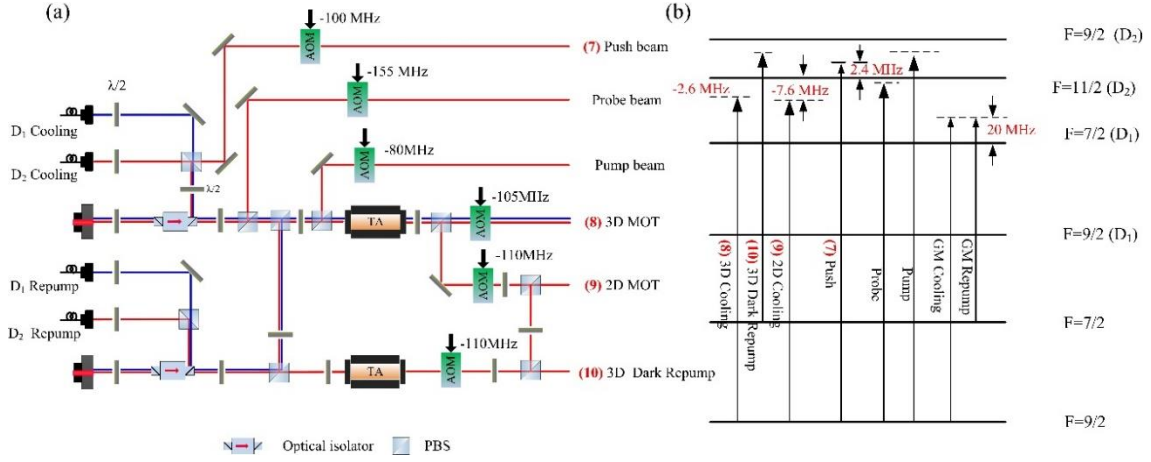


图 2.15 俘获钾原子激光光路示意图

注: (a)为激光光路, 红线为 D_2 线激光, 蓝线为 D_1 线激光。(b)为在俘获原子阶段激光频率, 偏振梯度冷却阶段原子的频率表示为 GM Cooling 和 GM Repump。

$$\begin{aligned}
 (7) \quad \nu_{K,Push} &= \nu_{K,D_2Cooling} - 100\text{ MHz} = \nu_{40K,9/2 \rightarrow 11/2} + 2.4\text{ MHz}; \\
 (8) \quad \nu_{K,3DCooling} &= \nu_{K,D_2Cooling} - 105\text{ MHz} = \nu_{40K,9/2 \rightarrow 11/2} - 2.6\text{ MHz}; \\
 (9) \quad \nu_{K,2DCooling} &= \nu_{K,D_2Cooling} - 110\text{ MHz} = \nu_{40K,9/2 \rightarrow 11/2} - 7.6\text{ MHz}; \\
 (10) \quad \nu_{K,3DDarkrepump} &= \nu_{K,2Drepump} = \nu_{K,D_2repump} - 110\text{ MHz} \\
 &= \nu_{40K,7/2 \rightarrow 9/2} + 4.2\text{ MHz}; \\
 (11) \quad \nu_{K,GMolassescooling} &= \nu_{K,D_1Cooling} - 105\text{ MHz} = \nu_{40K,D_1,9/2 \rightarrow 7/2} + 26\text{ MHz}; \\
 (12) \quad \nu_{K,GMolassesrepump} &= \nu_{K,D_1Repump} - 105\text{ MHz} = \nu_{40K,D_1,9/2 \rightarrow 7/2} + 26\text{ MHz};
 \end{aligned} \tag{2.15}$$

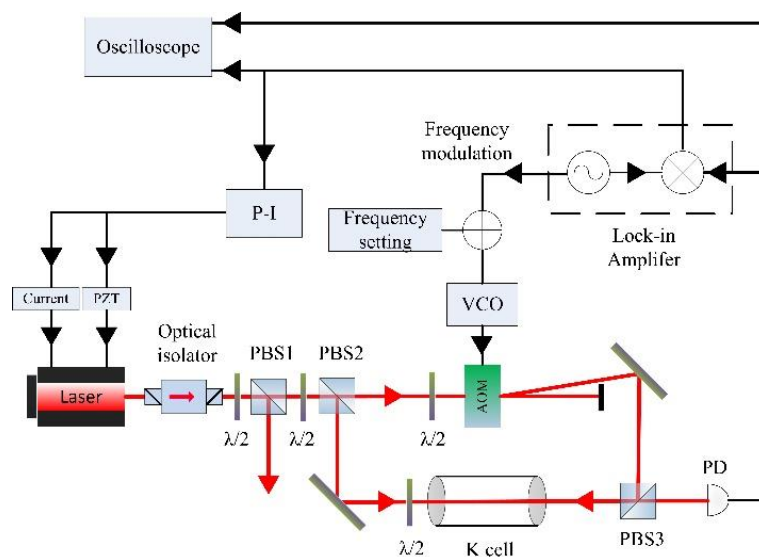
2.3.3 Probe 光强对 ^{39}K 原子饱和吸收光谱的影响

实验上发现磁光阱中俘获 ^{40}K 原子的频率非常接近共振, repump 光的跃迁频率为红失谐, 与以前调钾原子的参数差别很大。

计算了原子的共振频率为:

$$\begin{aligned}
 \nu_{K,centrecooling} &= \nu_{40K,9/2-11/2} - 0\text{ MHz} \\
 &= \nu_{39K,1 \rightarrow 0-2} + 132.4/2\text{ MHz} + 2 \times 209.65\text{ MHz} - 110\text{ MHz}
 \end{aligned} \tag{2.16}$$

由计算得到的共振频率为 209.65 MHz , 而实验测得冷却光的共振频率为 216 MHz 。经过检查后发现, 饱和吸收过程中探测光的功率从大到小变化时, 选择的频率跃迁透射峰的鉴频曲线会发生相移, 从而导致激光锁频的偏移。

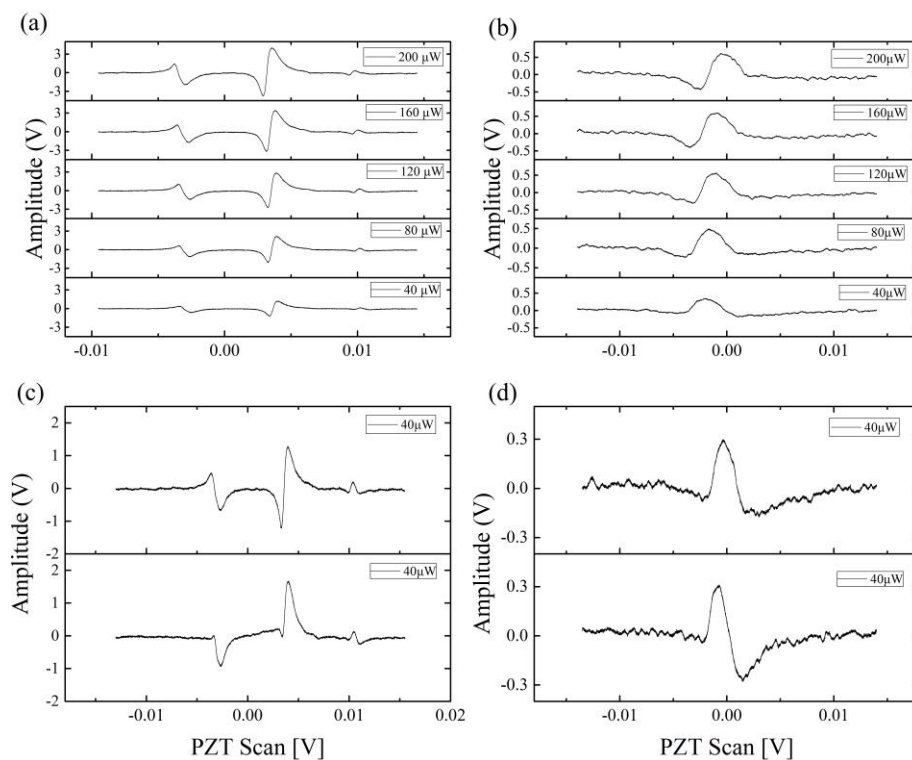
图 2.16 ^{39}K 激光锁频光路设计

实验上使用的锁频激光光路如图 2.16 所示。激光器输出的激光使用 PBS 1 分成两路，一路用于饱和吸收锁频，然后通过 PBS 2 分为两束，一束为 probe 光，另外一束为 pump 光，通过 AOM 移频得到-1 级衍射光。两束光注入 K 泡中，两束激光空间重合，传播方向相反，利用探测器测量透射信号。调制信号由锁相放大器输出加在 AOM 上，对 pump 光进行调制。探测器探测到的信号输入到锁相放大器中进行混频，得到误差信号，然后误差信号通过 PID 电路控制激光器的压电陶瓷和电流源。

对比了和我们实验小组以前工作^[97]的区别，以前的光路设计为使用 BS（分光棱镜，反射功率为 4%）对用于饱和吸收的 Probe 和 Pump 激光分光，probe 光大约为 $40\ \mu\text{W}$ ，现在实验中使用 PBS 2 进行 probe 和 pump 激光的分光。

图 2.17 (a)为改变探测光的不同功率对应 ^{39}K 的鉴频曲线，从上到下对应的 Probe 光激光功率分别为 $200\ \mu\text{W}$ ， $150\ \mu\text{W}$ ， $120\ \mu\text{W}$ ， $80\ \mu\text{W}$ ， $40\ \mu\text{W}$ 。可以看到中间交叉线没有变化，实验上选择的峰为最右边 $F=1 \rightarrow F'=0, 1, 2$ 的峰。将信号在示波器上放大单独观察，图(b)为 $F=1 \rightarrow F'=0-2$ 的交叉线的透射峰的放大曲线；在探测光功率为 $40\ \mu\text{W}$ 时，由于曲线不对称，微调 pump 光的指向性，整体曲线变化为如图 2.17(c)所示。图(d)为单独放大这个峰的谱线，可以看到谱线的相位发生了改变，而改变 Pump 光的指向其他的谱线相位没有改变。

通过对两个不同功率的光和一束固定频率的参考光进行拍频。如图 2.18 所示，发现改变不同探测光功率测得的拍频曲线会有一个平移，大约 $13\ \text{MHz}$ ，从而导致激光频率锁频的偏移。

图 2.17 ^{39}K D_2 线不同探测光强对应的鉴频曲线

注：(a)图为改变饱和和吸收光路上 probe 光的激光功率对应的 MTS 误差信号。(b)图为单独显示激光跃迁能级 $F = 1 \rightarrow F' = 0, 1, 2$ 的鉴频曲线。(c)调节 probe 激光的指向性，在激光功率为 $40\mu\text{W}$ 时，误差信号的相位发生变化。(d)单独显示了 $F = 1 \rightarrow F' = 0, 1, 2$ 的鉴频曲线在调节 probe 激光指向性的曲线。

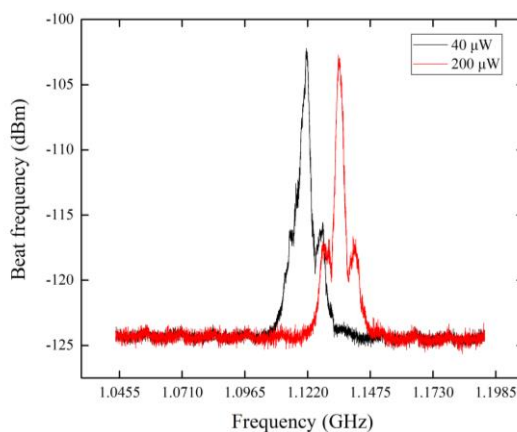


图 2.18 不同 probe 光的功率和一束参考光拍频谱线图

2.4 原子成像

在冷原子实验中，原子成像有很多种方法，如荧光成像^[91]、吸收成像^[92]、Stern-Gerlach 成像、高场成像^[93]等。其中吸收成像是测量原子密度分布和原子温度的简单

有效方法。在实验初期刚俘获原子时，需要优化 2D MOT 激光以及 Push 的指向，所以最先用探测器监视原子的荧光。

在本节中主要介绍使用荧光和吸收成像计算原子数。将一束与原子共振的微弱成像光经过原子，成像光被原子吸收后的阴影通过透镜组系统成像在 CCD 上。通过计算原子对共振光吸收的强弱而获得原子沿成像光方向的密度大小和原子数目。

2.4.1 荧光计算 3D MOT 中的原子数

在近似二能级原子的稀薄气体与单色光相互作用下^[94-95]，3D MOT 中原子激发态的自发辐射释放的荧光功率为：

$$P_{total} = N\hbar\omega_0\Gamma\rho_{ee} \quad (2.17)$$

其中， P_{total} 是 MOT 中原子激发的总的荧光功率， N 是 MOT 中俘获的原子数， $\hbar\omega_0$ 是激发光子的能量， $\Gamma\rho_{ee}$ 是激发态的自然衰减率。

$$\rho_{ee} = \frac{1}{2} \frac{c^2 I / I_{sat}}{1 + c^2 I / I_{sat} + 4\Delta^2 / \Gamma^2} \quad (2.18)$$

其中， I / I_{sat} 是饱和常数， $\Gamma = 2\pi \times 9.79$ MHz 是 Na 的自然线宽， $\Delta = 2\pi \times 35$ MHz 是 cooling 光相对跃迁频率的失谐， c^2 是考虑 $F=2 \rightarrow F'=3$ 跃迁所有磁子能级跃迁的修正因子。六束 cooling 光在 3D MOT 中产生了一个各向同性的泵浦场，所有可能的转移 $\Delta m = 0, \pm 1$ 能够被同时激发。所以 c^2 的计算是利用 Clebsch-Gordan 系数求出所有的激发到次子能级的平均值， c^2 的值大约为 0.47^[94]。

实验上使用硅探测器（Thorlab, PDA36A-EC）监视 MOT 中的原子云荧光，探测器波长范围为 350 nm-1100 nm，测得的信号利用示波器来监视。如图 2.19 所示，在距离原子 160 mm 处，安装直径为 25 mm、焦距为 50 mm 的透镜，在距离透镜 50 mm 处放置探测器。探测器的增益是可以调节的，使用的挡位是 70 dB。硅探测器光电二极管的输入功率 P_{PD} 和测量得到的电压值 V_{PD} 关系为：

$$\frac{V_{PD}}{P_{PD}} = G_{PD} R_{PD} = 1.30625 \times 10^6 \text{ V/W} \quad (2.19)$$

其中， $G_{PD} = 4.75 \times 10^6$ V/A 对应于探测器增益为 70 dB， $R_{PD} = 0.275$ A/W 是 589 nm 激光的光电效率。

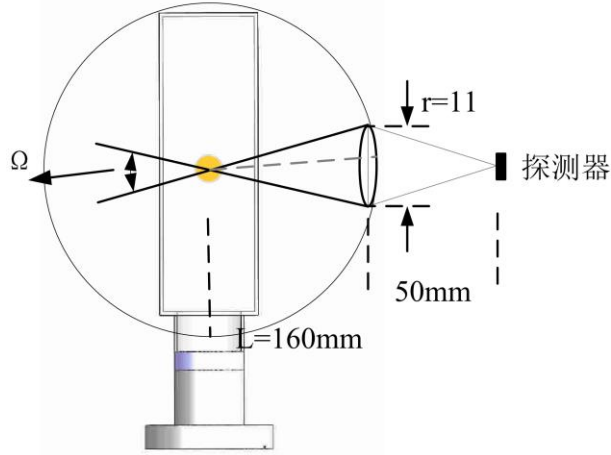


图 2.19 荧光计算原子数的平面示意图

注：俘获在 MOT 中的原子会向 4π 立体角的空间发射荧光， Ω 为探测器探测的原子的立体角， $\Omega = \pi r^2 / L$ 。探测器探测到的原子荧光和总原子的荧光比值为 $\Omega / 4\pi$ 。图中透镜距离原子 $L=160\text{ mm}$ ，透镜的焦距为 50 mm ，所选透镜通光孔径为 22 mm ，在距离透镜 50 mm 处放置探测器。

假设激发光子的辐射是各向同性的，故探测器探测到的功率和总激发功率的比值为：

$$\frac{V_{PD}}{P_{total}} = \frac{d\Omega}{4\pi} = \frac{1}{4\pi} \frac{\pi r^2}{L^2} = 1.3 \times 10^{-3} \quad (2.20)$$

其中， r 是探测器前安装聚焦的透镜的半径， Ω 为探测器探头有效面积对原子所张立体角， L 为透镜和原子的距离，实验上使用 $f=50\text{ mm}$ 的半径为 12.5 mm 的透镜，由于透镜安装筒的内径比透镜半径小，所以真实的通过孔径为 22 mm ，透镜和原子之间的距离为 160 mm 。

由上述公式，总原子数可以通过下式进行估算，

$$N = K_{PD} V_{PD} \quad (2.21)$$

其中 $K_{PD} = \frac{1}{G_{PD} R_{PD}} \frac{4\pi}{d\Omega} \frac{1}{\hbar w_0} \frac{1}{\Gamma/2} \frac{1 + c^2 I / I_{sat} + 4\Delta^2 / \Gamma^2}{c^2 I / I_{sat}}$ ，其中 I 为 cooling 光的总光强，光功率通过 thorlabs S121C 功率计去测量，cooling 光的光斑直径扩束为 25 mm 。即 $I=27.7\text{ mW/cm}^2$ ，得到

$$K_{PD} = 1.63 \times 10^9 \text{ atomsV}^{-1} \quad (2.22)$$

原子数估算为 $N = 7.32 \times 10^9$ 。

2.4.2 原子吸收成像

实验系统中判定量子简并信息可以通过探测得到的原子团信息来获得。实验上通过关闭原子外部的束缚势阱，然后自由飞行，采用一束与原子近共振的 probe 光照射原子，原子会吸收光子跃迁到激发态，然后散射光子。实验上为了尽可能多的探测到原子，会在沿着成像光的方向增加一个很小的同向磁场，使用一束 σ^+ 偏振的近共振激光探测原子。通过 CCD 成像获得原子的空间分布，采用吸收成像和时间飞行结合的方法可以获得不同实验阶段的实验信息，包括冷原子的数目、温度、相空间密度等。

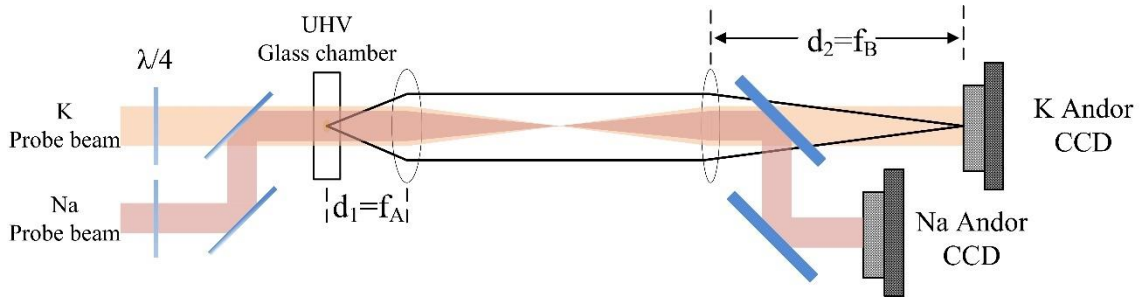


图 2.20 原子吸收成像光路图

探测光路的原理在我们实验小组的博士论文^[96-98]中有了详细介绍，如图 2.20 所示为探测光成像光路图，原子经过磁光阱冷却与俘获、压缩磁光阱、偏振梯度冷却、光抽运、磁阱中进行蒸发冷却，在不同阶段 probe 光的激光失谐不同，由于原子大小的不同，选取的透镜 B 的焦距也不同，计算原子数的方法也略有区别。

原子被俘获在谐振势中的哈密顿量为^[100]：

$$\begin{aligned} H(r, p) &= \frac{p^2}{2m} + U(x, y, z) \\ &= \frac{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}{2m} + \frac{1}{2}m(w_x^2 x^2 + w_y^2 y^2 + w_z^2 z^2) \end{aligned} \quad (2.23)$$

对于热原子气体在温度 T 时的分布假设为玻尔兹曼分布为：

$$f = \frac{1}{e^{\frac{\mu-H}{kT}} + 0} \quad (2.24)$$

其中 $e^{\frac{\mu}{kT}} = N \left(\frac{h\omega}{2\pi kT} \right)^3$ 为化学势能，原子的三维空间密度分布为：

$$n(x, y, z) = \frac{1}{h^3} \int f d^3 p = n_p e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}} = \frac{N}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}} \quad (2.25)$$

其中 $\sigma_i = \sqrt{\frac{kT}{mw_i^2}}$ 为原子尺寸， $n_p = N\left(\frac{m\bar{\omega}^2}{2\pi kT}\right)^{3/2}$ 为原子的峰密度。

在实验上 probe 光沿着 z 方向，则探测到的是沿 z 方向积分，

$$n(x, y) = n_p e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2}} = \frac{N}{2\pi\sigma_x\sigma_y} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2}} \quad (2.26)$$

积分的时候需要用到公式 $\int_{-\infty}^{\infty} e^{-ax^2} dx = \sqrt{\pi/a}$ 。

吸收成像是利用 Lambert-Beer 定律建立的探测原子信息的方法^[96]。一束弱的成像光经过原子后的光强可以表示为：

$$I = I_0 e^{-OD(x,y)} = I_0 e^{-n(x,y)\sigma} \quad (2.27)$$

其中 $\sigma = \frac{\sigma_0}{1+4(\Delta/\Gamma)^2 + I_0/I_{sat}}$ ， $\sigma_0 = \frac{\hbar w\Gamma}{2I_{sat}}$ ， Δ 为失谐， $OD(x, y) = n(x, y)\sigma$ 为原子团的光学密度，实验上使用的 probe 为共振光， Γ 为自然线宽， I_{sat} 为饱和光强。

为了准确得到原子团的信息^[99]，吸收成像需要三次成像完成，得到三幅图片：第一幅图片为探测光穿过原子团后的成像 $I(x, y)$ ；第二幅图片为仅有探测光的成像 $I_p(x, y)$ ；第三幅图为背景成像 $I_{bg}(x, y)$ 。可以获得原子团的光学密度：

$$OD_{opt}(x, y) = -\ln\left(\frac{I(x, y) - I_{bg}(x, y)}{I_p(x, y) - I_{bg}(x, y)}\right) = \sigma \int n(x, y, z) dz \quad (2.28)$$

其中 $\sigma = \frac{3\lambda^2}{2\pi} \frac{1}{1 + I/I_s + (2\sigma/\Gamma)^2}$ 为共振光散射吸收截面； $I_p(x, y) - I_{bg}(x, y)$ 为探测光的真实信息； $I(x, y) - I_{bg}(x, y)$ 为加载原子信息的探测光的真实信息。可以得到原子的数目为：

$$N = \iint n(x, y) dx dy = \frac{1}{\sigma} \iint D_{opt}(x, y) dx dy \quad (2.29)$$

2.4.3 原子数的计算

因为在 CCD 上得到的是原子沿 z 方向的成像图，可以通过对密度的积分得到原子数。使用 Andor CCD-4848，由 1024×1024 个像素组成，每个像素为 $13 \mu\text{m} \times 13 \mu\text{m}$ 。成像得到的原子的面积为原子真实的面积乘以透镜组的放大倍率 M ，原子放大倍率不会影响原子的密度，只会改变原子在成像图片上的尺寸大小，从而改变原子数。

考虑到 CCD 的 1024 个像素点的尺寸 A 和放大率 M，将积分转化为求和。第 i

个像素格点对应的光学密度 $\ln \frac{S_{1,i} - S_{0,i}}{S_i - S_{0,i}}$,

$$N = \frac{\iint D(x,y) dx dy}{\sigma} = \frac{\iint \ln\left(\frac{I(x,y) - I_{bg}(x,y)}{I_p(x,y) - I_{bg}(x,y)}\right)}{\sigma} = \frac{A}{M^2} \sum \ln \frac{S_{1,i} - S_{0,i}}{S_i - S_{0,i}} \quad (2.30)$$

$$= \frac{A}{\sigma} \iint p \times e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2}} = \frac{A}{M^2 \sigma} \times 2\pi \times p \times \sigma_x \times \sigma_y$$

其中，A/M² 把像素点转化为实际大小， $p = \sigma \times n_p$ ， $\sigma = 3\lambda^2 / 2\pi$ 。

$$D(x,y) = \sigma \times n(x,y) = \sigma \times n_p e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2}} = p \times e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2}} \quad (2.31)$$

沿 y 方向积分光学厚度：

$$D(x) = p \times \sqrt{2\pi} \times \sigma_y e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}} \quad (2.32)$$

实验上得到的原子在磁阱中通过吸收成像得到的成像如图 2.21 所示，分为三个步骤计算原子数。

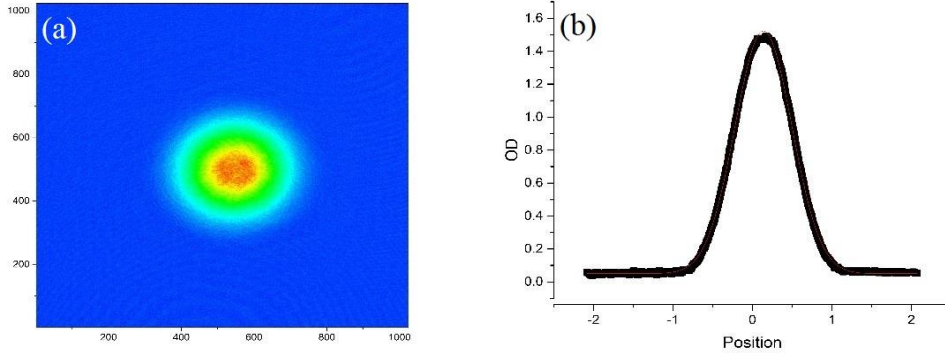


图 2.21 荧光计算原子数的平面示意图

注：(a)为原子在磁阱中吸收成像得到的图，(b)为原子一维积分光学密度分布。

(1) 得到成像系统的放大比例。

成像系统的放大比例是通过在 probe 光成像路径上 (cell 上面) 放置 1mm×1mm 的透明小方格，通过 probe 光成像，可以得到相应的 probe 光密度数据，从 vision 中得到的图片为 1024×1024 pix，放大倍率为 (1 mm 对应的点数)×1 个像点的大小。

如图 2.22 所示，放大倍率为 $(756.621 \text{ pix} - 682.5188 \text{ pix}) \times 13 \mu\text{m} \times 10^{-3} = 0.963$ ，为 1 mm 对应的尺寸。

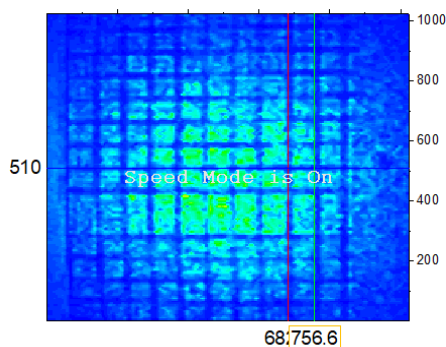


图 2.22 荧光计算原子数的平面示意图

(2) 根据光密度曲线得到 σ_x, σ_y 。

从 vision 成像系统中得到的原子沿 x 方向和沿 y 方向的一维积分光学密度分布光密度。如图 2.23 所示，横坐标的尺寸为 $1024 \times 13 \mu\text{m} / 3.5$ ，3.5 为采集图像程序内设的放大比例。通过高斯拟合可以得到 $\sigma_x = 0.6612, \sigma_y = 0.6609$ 。原子的实际尺寸为，实验上得到横坐标 $\times 3.5$ / 实际的放大倍率， $(1024 \times 13 \mu\text{m} / 0.963)$ 。

(3) 根据公式 2.30 计算原子数。

$$N = \frac{A}{M^2 \sigma} \times 2\pi \times p \times \sigma_x \times \sigma_y = 3.5 / 0.963 \times \frac{1}{\sigma} \times 2\pi \times 2.142 \times \sigma_x \times \sigma_y = 4.6 \times 10^8, \quad \text{其中}$$

$p = 2.142$ 为 vision 得到的原子密度。

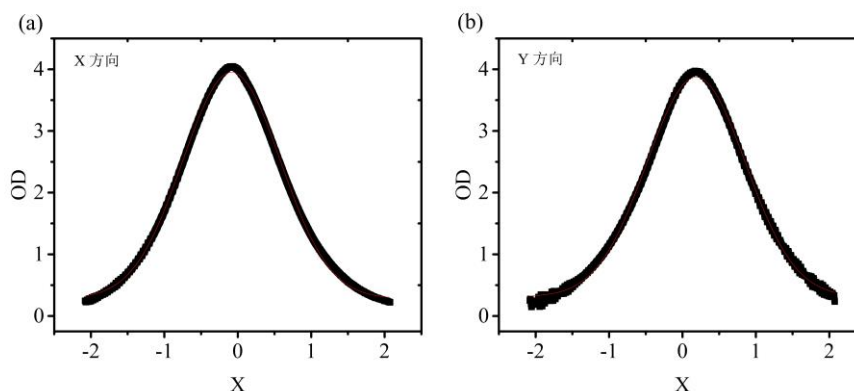


图 2.23 一维光密度分布

2.4.4 原子温度的测量

原子的温度可以通过原子在阱中自由飞行的动量分布测量。实验上通过吸收成像可以得到在 x 和 y 方向的光密度图，通过高斯拟合曲线得到原子的高斯半径，原子的温度可以表示为：

$$T = \frac{m}{k_B} \left(\frac{\sigma}{t} \right)^2 \quad (2.33)$$

其中 m 为原子质量， k_B 为玻尔兹曼常数， t 为原子关闭势阱后的飞行时间。原子的温度计算表达式也可以表达为：

$$T = \frac{m}{k_B} \left(\frac{\sigma_2^2 - \sigma_1^2}{t_2^2 - t_1^2} \right) \quad (2.34)$$

$\sigma_{1,2}$ 为原子的高斯半径。实验上通过记录五组不同飞行时间对应原子的高斯半径，拟合得到原子温度。实验上具体的拟合程序参考本文最后附录。

2.5 小结

本节主要介绍了用于俘获 Na-K 原子的实验装置的设计，从真空系统材料的选择、设计结构到真空度烘烤抽取，以及在实验过程中会遇到的问题和注意事项的操作说明。简单介绍了 ^{23}Na 和 ^{40}K 原子能级结构，包括精细结构、超精细结构和塞曼分裂。实现原子量子简并所需要的激光系统，包括选择的激光器、 Na-K 原子 D_2 线和 K D_1 线的饱和吸收光谱、实验所需要的移频光路，最后就通过原子荧光和吸收成像计算原子数的方法和原理，以及原子温度的测量进行了详细的介绍。

3 ^{23}Na 原子 BEC 的实验实现

实验上要实现 ^{23}Na 和 ^{40}K 原子的量子简并需要八个阶段的冷却过程，包括磁光阱、压缩磁光阱(CMOT, Compress magnetic optical trap)、偏振梯度冷却(Molasses)、光泵浦(Optical pumping)、磁阱(MT, Magnetic trap)、光堵漏磁阱中蒸发冷却、光阱、以及在光阱中蒸发冷却。

3.1 磁光阱

由于原子的温度正比于运动速度，可以使用激光冷却降低原子的速度，但只有激光捕获原子是不够的。散射力很大程度上取决于原子的速度，原子会向外扩散。为了限制原子，在激光的作用下，使用四极磁场来提供一个附加的力。实验上需要把原子俘获在一个明确定义的空间区域，这可以通过磁光阱 (MOT) 来实现，它结合了两束红失谐、圆偏振、反向传播的激光束，以及磁场梯度，这种阱称为磁光阱，如图 3.1 所示，在 1987 年磁光阱被引入^[101]。

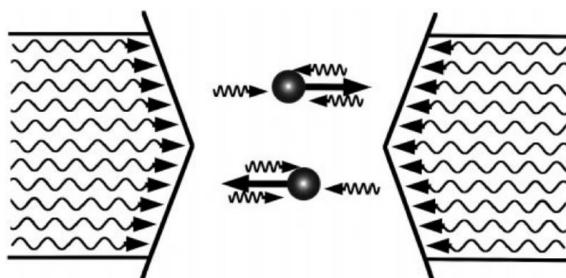


图 3.1 运动原子在红失谐相对传播光束中的示意图

如图 3.2 所示，考虑原子转移从 $J=0 \rightarrow J'=1$ 在有四极磁场的作用下，由于磁场的不均匀性激发态会分成三个次能级， $M_J = -1, 0, 1$ 。两个红失谐相对传播的圆偏振光，如图中 $M_J = \pm 1$ 的塞曼分裂沿轴以相反符号的斜率线性变化。对于 $M_J = 1$ ，使用 σ^- 激光光束从右往左传播，这意味着更多的光子被吸收，原子被推向磁阱中心。在另一个方向 $M_J = 1$ 态接近共振态，使用 σ^+ 激光光束从左往右传播，原子被推向磁阱中心，利用三对激光在三个正交方向上进行反向传播，可以实现三维磁光阱俘原子。俘获在磁光阱中的原子主要与两束中的一束相互作用，会以一种恢复力的形式将阱中的原子俘获在中心。这种机制可以通过将两个或三个正交对向传播的光束与一个二维或三维的四极磁场结合，从而扩展到一个二维或三维的俘获势阱中。四极磁场

沿俘获轴线性变化, 在磁阱中间改变其符号。实验上通常由一对电流方向相反的线圈获得, 类似于反亥姆霍兹结构, 可以把作用在原子上的力可以表示为:

$$\begin{aligned} \vec{F}_{MOT} &= \vec{F}_+ + \vec{F}_- \\ &= \frac{\hbar k \Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + \left(\frac{\delta - kv + \mu' B / \hbar}{\Gamma/2}\right)^2} - \frac{\hbar k \Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + \left(\frac{\delta + kv - \mu' B / \hbar}{\Gamma/2}\right)^2} \end{aligned} \quad (3.1)$$

其中 $\mu' = (g_e M_e - g_g M_g) \mu_B$ 为有效磁矩, g 为朗德 g 因子, μ_B 为玻尔磁子, 求解小的多普勒和塞曼位移, 可以得到一个与速度和位置相关的力, 类似于阻尼谐振子

$$\vec{F}_{MOT}(v, z) = -\alpha \vec{v} - \beta \vec{z} \quad (3.2)$$

α, β 为两个阻尼系数。

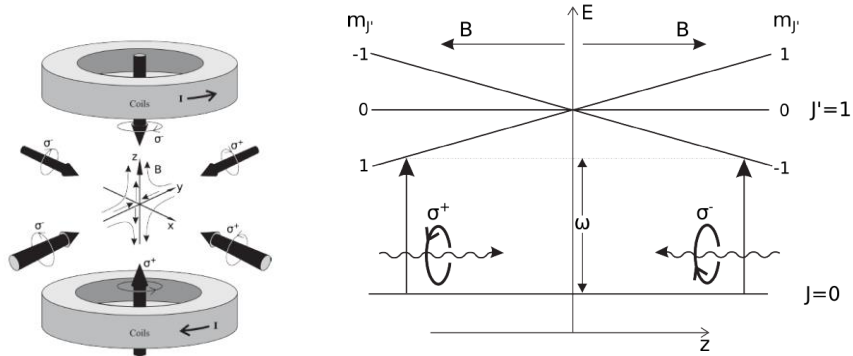


图 3.2 三维磁光阱示意图。

注: 左图中显示了线圈电流的方向和激光极化的方向^[102]。右图为磁光阱俘获原子的原理, 具有两束相反方向传播的圆偏振光和空间依赖的磁子能级的塞曼分裂与原子位置的关系。

3.1.1 二维磁光阱

3.1.1.1 ^{23}Na 原子基于永磁铁的二维磁光阱

实验上采用 Tiecke 小组文章的方法^[103], 采用永磁铁作为冷却俘获钠原子提供所需要的磁场。这种方法目前被应用于 ^{23}Na ^[86]、 ^{39}K ^[104]以及碱土金属 Sr ^[108]等。与通常使用线圈和塞曼减速技术^[105-107]相比, 结构紧凑, 不需要特定的制冷系统降温。实验上利用永磁铁组在竖直方向的剩余磁场作为塞曼减速钠原子的磁场。这样设计的 2D MOT 为 3D MOT 提供了一个高效的原子束流。如图 3.3 所示, Na 原子的真空腔尺寸约为 $150 \text{ mm} \times 150 \text{ mm} \times 70 \text{ mm}$, 钠源位于真空腔正下方, 其中装有 5 g 金属 Na , 距离真空腔体中心 210 mm 。

通过优化用于 ^{23}Na 2D MOT 的冷却光和泵浦激光的频率失谐，以及塞曼减速光的偏振、频率和光强等的参数，在三维磁光阱中实现了 7×10^9 个钠原子的俘获。相比传统很长的塞曼减速装置，有很多优势：第一，真空系统结构紧凑，减少了原子束在转移过程中发散造成的损失，钠源可在较低的温度下进行后续实验；第二，俘获的原子束为径向，通过推送光将 2D MOT 中的原子推送到高真空区域 3D MOT 中俘获，可以提高原子装载率；第三，钠源在实验过程中会加热到 $200\text{ }^\circ\text{C}$ ，烘烤喷出的高速 Na 原子不会直接达到高真空环境 3D MOT 中。但由于磁铁不同于线圈提供的磁场可以关闭，永磁铁组在 3D MOT 原子处产生的剩余磁场约为 5 mG ，实验上通过地磁场的线圈补偿可以完全抵消，不会影响对后续实验过程。

实验上使用四组^[109]，每组 9 块钕铁硼永磁铁，每块磁铁大小为 $30\text{ mm} \times 10\text{ mm} \times 3\text{ mm}$ ，将 4 个磁铁组分别放置在腔体的四个顶点，长宽距离分别为 $105\text{ mm} \times 80\text{ mm}$ ，沿 z 方向的磁场梯度为 35.8 G/cm ，如图 3.3(a) 所示。此时 2D 俘获的原子亮线最亮，3D MOT 中俘获的原子最多。如图 3.3(b) 所示为磁场分布模拟图。

由于腔体为室温，通光窗口会附着钠原子，从而降低 2D MOT 的俘获效率。实验上通过在窗片的不锈钢外套上铝圈，铝圈外缠绕加热带，然后使用控温仪加热维持在 $75\text{ }^\circ\text{C}$ 左右。如图 3.5 所示，但由于磁铁会在 $80\text{ }^\circ\text{C}$ 温度的环境下会退磁，所以在磁铁处制作了通水制冷的模块进行降温。如果关闭水冷磁铁温度需要降至 $65\text{ }^\circ\text{C}$ 。

实验过程中钠源温度维持在 $205\text{ }^\circ\text{C}$ ，原子从铜管中烘烤喷出的原子流的速度分布遵守麦克斯韦分布：

$$f(v)dv = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{M}{k_B T}\right)^3 v^2 \exp\left(\frac{-Mv^2}{2k_B T}\right) dv \quad (3.3)$$

其中 M 为 Na 原子质量， k_B 为玻尔兹曼常数，原子的最概然速率为 $v_p = 1.22\sqrt{2k_B T / m} = 717\text{ m/s}$ 。

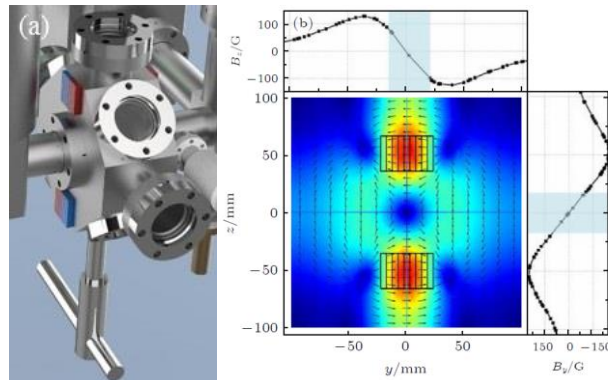


图 3.3 钠原子二维磁光阱的磁铁分布以及磁场平面图

二维磁光阱是由两束正交传播的俘获光组成。俘获光中含有两个频率的激光 cooling 光和 repump 光，两束光斑直径为 25 mm 的圆偏振光。穿过腔体后使用直径为 50 mm 的 0° 反射镜将冷却激光原路返回，为了保证合适的偏振，在反射镜前放置 $\lambda/4$ 玻片。图 3.4 是实验上俘获钠原子的示意图，图中红色箭头为磁场的方向，要注意对于圆偏振光极化方向的选择。在沿着光的传播方向，磁铁所构成的磁场线方向在内部和外部相反。塞曼减速光从腔体正上方入射，激光的偏振沿着推送光的方向。优化原子在三维磁阱光的荧光，除了调节激光光束的频率和功率，还需要调节 MOT 光束和 0° 反射镜的指向。如图 3.5 所示，图中是实验上俘获在二维磁光阱中钠原子线。

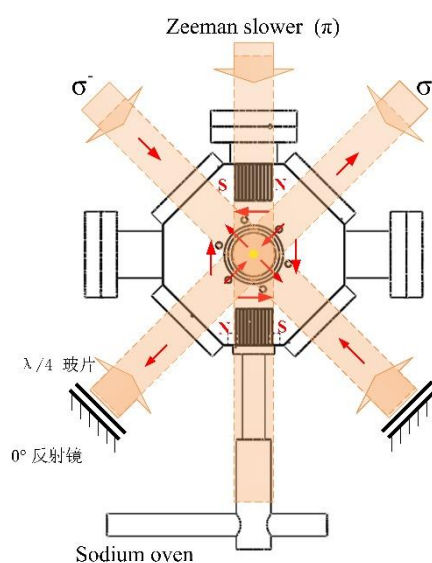


图 3.4 2D MOT 俘获钠原子示意图

注：图中红色箭头为磁场方向，并且要注意磁铁内部和外部的磁场方向相反。

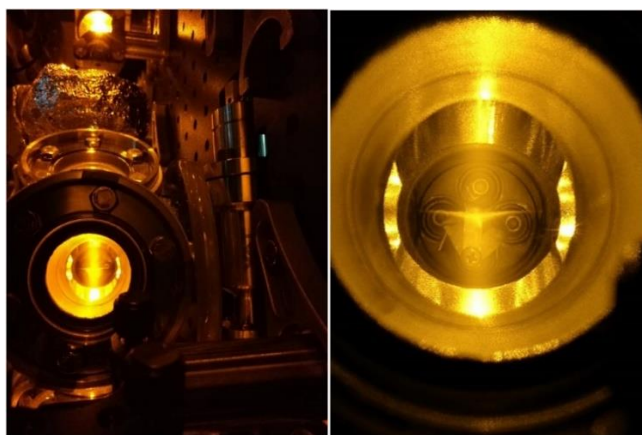


图 3.5 二维磁光阱的实物图以及俘获的原子

3.1.1.2 ^{23}Na 二维磁光阱中 Zeeman 频率的优化

磁光阱中的原子数是通过使用光电探测器来监视原子的荧光来调节，光电探测器探测的荧光信号输出到示波器上，监视的电压值可以用于对原子数的估算和相关参数的最优调节。其中塞曼减速光包含有两个频率，Zeeman cooling 的频率跃迁选择为 $F = 2 \rightarrow F' = 0$ 红失谐 200 MHz，Zeeman repump 的频率跃迁选择为 $F = 1 \rightarrow F' = 0$ 红失谐 189 MHz。

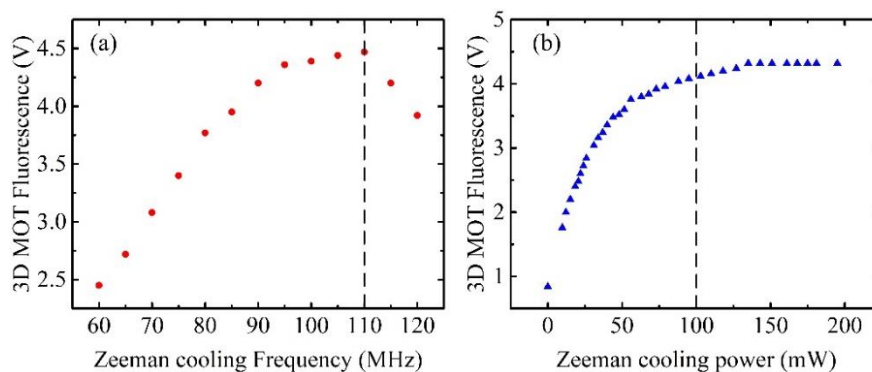


图 3.6 塞曼减速光参数选择

注：图为优化 zeeman cooling 光的 AOM 的频率(a)、激光功率(b)和原子数的关系图。图中虚线为实验上所用到的参数。

实验中 Na 原子源的温度维持加热到 205 $^{\circ}\text{C}$ ，如图 3.6 所示，为优化塞曼减速冷却光的 AOM 的频率和激光光强的曲线。从图(a)中可以看出当 Zeeman cooling AOM 的频率为 110 MHz 时，3D MOT 中俘获的原子荧光达到最大值，此时激光频率相对于能级 $F = 2 \rightarrow F' = 0$ 负失谐 200 MHz。图(b)为调节 Zeeman cooling 光功率和原子荧光关系图，随着激光功率的增加原子数逐渐增大，但由于实验上激光总功率的限制，实验上选择 100 mW 的功率，可以满足后续实验的需求。

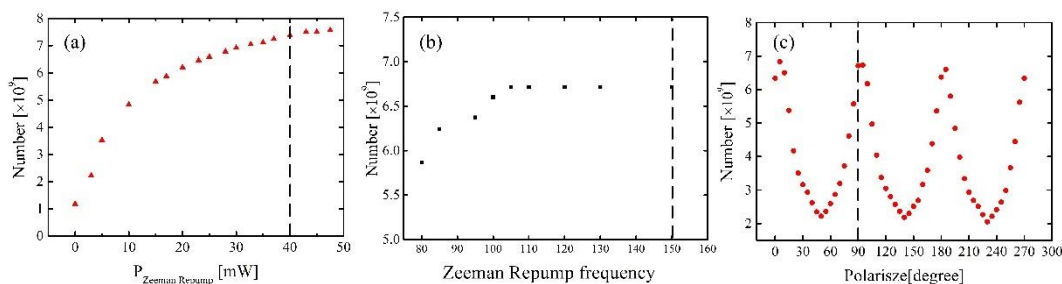


图 3.7 俘获钠原子 Zeeman repump 实验参数

注：优化 zeeman repump 光的 AOM 的激光功率(a)、频率(b)、激光偏振(c)和原子数的关系图。图中虚线为实验上所用到的参数。

图 3.7 是优化 Zeeman repump 光强、AOM 频率以及激光偏振关系图。其中 Zeeman cooling AOM 频率为 110 MHz，调节 zeeman repump AOM 频率的关系图。实验上选择 AOM 频率为 150 MHz，此时激光频率相对于能级 $F = 1 \rightarrow F' = 0$ 负失谐 189 MHz，激光功率为 40 mW，偏振为沿 x 方向的线偏振光（push 光的传播方向）。

如图 3.8 所示，为优化了 push 光的频率、功率、以及 push 光的指向性，（调节 push 光的指向性方法，需要先将三维磁场梯度稍微加大并且使用普通 CCD 监视。加大 push 光的功率，调节 push 光的指向和 2D MOT 和 3D MOT 俘获的原子重合，然后逐渐降低激光功率，微调激光指向使原子荧光最高。push 的光斑为光纤输出的，直径大约 2 mm。push 激光频率相对于能级 $F = 2 \rightarrow F' = 3$ 蓝失谐 21 MHz 时原子数有最大值，激光功率为 $P_{\text{push}} = 100 \mu\text{W}$ 。

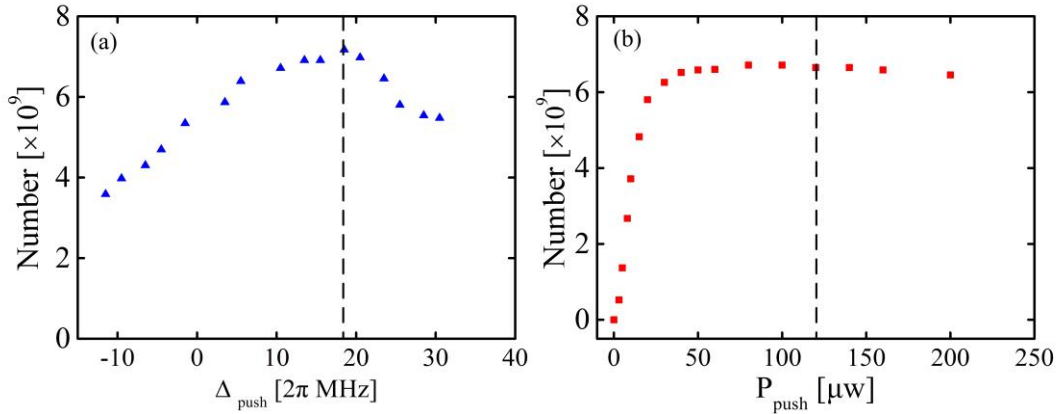


图 3.8 俘获钠原子 push 实验参数

注：优化 push 光的激光频率失谐(a)、激光功率(b)和原子数的示意图。图中虚线为实验上所用到的参数。

3.1.1.3 ^{23}Na 原子在磁光阱中的装载率

二维磁光阱为 3D MOT 提供了有效的原子源，如图 3.9 所示，为示波器监视的电压信号。根据公式 2.14 计算得到原子数，进行拟合得到的曲线图，三维磁光阱中俘获的原子数装载过程随时间的变化为^[112-113]：

$$\frac{dN}{dt} = R - (\gamma_{Na} + \gamma_{bg})N(t) \quad (3.4)$$

其中 N 为俘获的原子数， R 为三维磁光阱中俘获原子的装载率， γ_{Na} 为原子与未俘获原子之间二体碰撞损耗率， γ_{bg} 为原子与背景气体的两体碰撞，公式中忽略了激光诱导的碰撞， $\gamma_{Na} + \gamma_{bg}$ 为磁光阱总的碰撞损失率。方程中在 $t > 0$ 时，

$N(t) = N_{\infty}(1 - e^{-\gamma_{total}t})$ 。其中， N_{∞} 为俘获的最大原子数，原子的装载率为 $R = N_{\infty}\gamma_{total}$ 。当装载率和原子碰撞损失率相同时，在三维磁光阱中的原子数达到平衡。

根据上述公式得到的拟合曲线，如图 3.9 所示。红色的线为 2D MOT 所有参数都优化好时，原子在 3D MOT 中的装载曲线，灰色的曲线为没有塞曼减速光时原子的装载曲线。图中可以看出中塞曼减速机制的引入使得俘获的原子数增加了 7.2 倍。

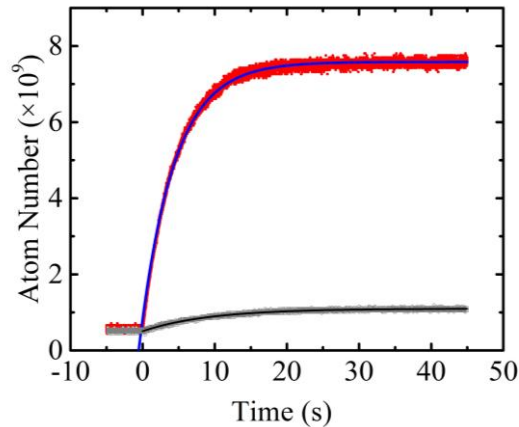


图 3.9 三维磁光阱中原子的装载曲线

3.1.1.4 ^{40}K 的二维磁光阱

由于考虑到用于俘获钠原子的二磁光阱永久磁铁磁场梯度大，实验上尝试在 Na 二维真空腔增加钾原子的俘获激光，但在 3D MOT 中没有看俘获钾原子数的提高。在参考文献^[105]中使用两个真空腔体分别使用永久磁铁提供磁场俘获原子，俘获钾原子选择了四个磁铁，最终获得了 ^{23}Na 和 ^{39}K 的双原子玻色爱因斯坦凝聚。

实验上使用四面体不锈钢腔体，用于俘获 ^{40}K 原子，正前方为 push 窗口，通光窗口为 $40\text{ mm} \times 140\text{ mm}$ 。俘获钾原子的 2D MOT，使用上下左右四个单独线圈，线圈由 1 mm 漆包铜线绕制而成，在腔体外提供实验所需要的磁场，分别使用四个电流源给线圈提供电流，方便单独调节四个方向的电流。实验室已经使用此装置得到了 Rb 和 K 原子的双原子量子简并^[114-115]。

实验装置如图 3.10 所示，在自制的铝框架里面绕制铜线，为俘获钾原子提供磁场，外部的方槽放置方形铜管用于通水冷却线圈。推送光光斑直径扩束后直径为 10 mm 左右，然后使用透镜聚焦，焦点会聚在差分管处。钾源的烘烤温度最开始维持在 $75\text{ }^{\circ}\text{C}$ ，烘烤一个星期左右，在三维磁光阱使用普通 CCD 观察到俘获的钾原子后，钾源加热温度降低到 $50\text{ }^{\circ}\text{C}$ 左右，在后续实验过程中温度不变。

用于俘获钾原子的 MOT 光路设计，如图 3.11 所示，为 MOT 激光光路的上视

图，TA 输出的光束通过 AOM 移频-110 MHz，然后直接通过光学扩束系统，将光斑扩束至直径为 25 mm 左右。激光光束分为两束，分别通过两个直角棱镜，最后通过 0° 高反镜原路反射，四次往返冷却光束，增加俘获原子面积。为了保证俘获光的圆偏振，直角棱镜前使用 $\lambda/4$ 玻片调节偏振。最开始俘获钾原子温度在 70°C ，实验过程中发现钾原子会附着在窗片和不锈钢上，降低了钾原子的装载效率。

为了解决上述问题，实验上选择使用了两个方法。第一，在腔体四周以及连接的不锈钢管上用加热丝绕制加热，实验中维持温度在 75°C 。第二、使用光致原子解吸附技术，在腔体周围使用 405 nm 的 UV Led 灯照射（日本日亚，型号为 NCSU233B, Nichia Corporation），每个 Led 灯的功率为 1.4 W，安装在散热片上，发散角为 120° 。如图 3.11 所示，从上方和侧面照射整个腔体，从而使吸附在真空腔体内壁和窗片上的原子解吸附，增加钾原子的使用寿命和提高装载率，解吸附光在整个实验过程为开启状态，不影响 3D MOT 的俘获原子的寿命。这种技术被应用于很多量子气体的俘获，如 ^7Li ^[116]、 ^{87}Rb ^[117]、 ^{133}Cs ^[118]、 ^{40}K ^[119-120]、 ^{23}Na ^[121-122]等。

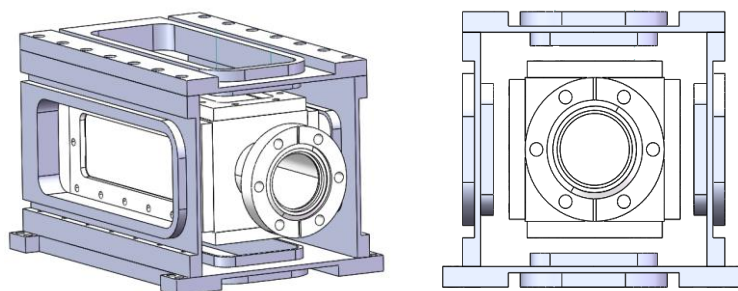


图 3.10 K 原子二维真空腔

注：在外面铝框的内侧绕线圈，外侧凹槽通水制冷。腔体四个棱上绕加热丝加热。

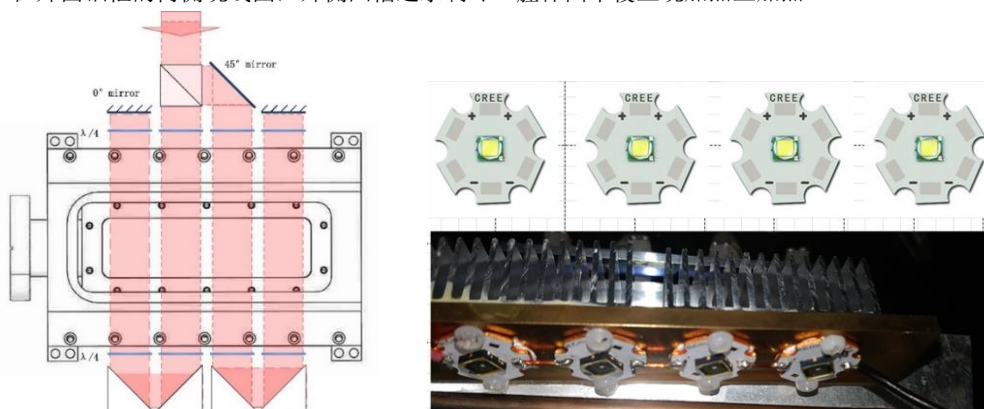


图 3.11 钾原子 2D MOT 俘获光路上视图

注：左侧图为俘获钾原子光路上视图，右图为 UV Led 灯的安装。

3.1.2 三维磁光阱

实验上用于俘获原子的真空腔为熔融石英材料的长方形玻璃腔体，尺寸为 40 mm×40 mm×100 mm。通过原子荧光探测俘获原子的原子数，优化 2D MOT、push 和 Zeeman slower 的参数，调节钠原子的磁光阱 (MOT)，在亮磁光阱俘获钠原子，最后得到钠 BEC 原子数为 5×10^5 。但在实验上发现在亮磁光阱中俘获的原子对于六束激光功率的平衡和光束的指向性很灵敏，会使原子在阱中的位置有所偏移，导致原子密度的下降；另一个主要原因是考虑到后续同时俘获钠和钾原子会光诱导^[110-111]碰撞会降低俘获效率，改为暗磁光阱装载 ²³Na 和 ⁴⁰K，实现量子简并。

3.1.2.1 ²³Na 原子的亮磁光阱装载

在磁光阱中，俘获原子的激光携带有两个频率。一个是俘获原子的激光(cooling Laser)，是 $|F=2\rangle \rightarrow |F'=3\rangle$ 的循环跃迁；另一个泵浦光(Repump Laser)是 $|F=1\rangle \rightarrow |F'=2\rangle$ 的跃迁，repump 光将在 F=1 态上的原子回泵到激光冷却的循环跃迁中。这种磁光阱为亮磁光阱，原子数最大为 4×10^9 。但在实验中发现，扫描 repump 激光频率发现相对于 $|F=1\rangle \rightarrow |F'=0\rangle$ 负失谐 4 MHz 时，俘获的原子数有最大值 9×10^9 ，如图 3.12 所示，这种磁光阱称为双磁光阱^[123-124]。这种磁光阱 repump 光和 cooling 光都有冷却原子的作用，在阱中俘获在 F=1 态和 F=2 态的原子数相同。表 3.1 为实验中在亮磁光阱中俘获原子的激光参数。

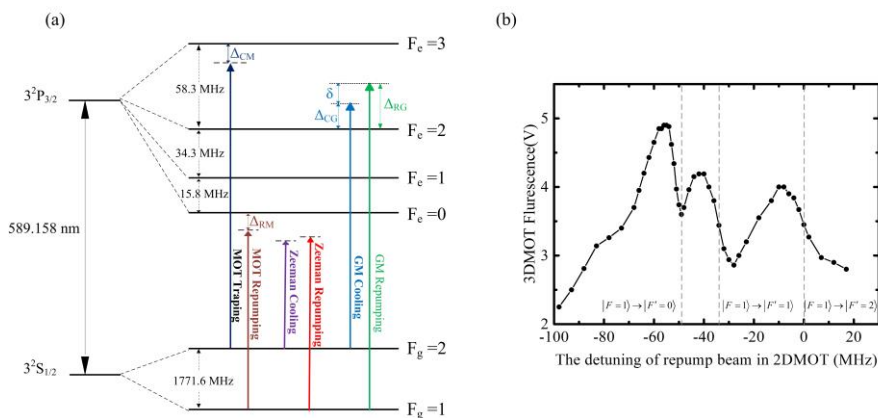


图 3.12 3D MOT 俘获原子的 repump 参数图

注：图(a)为钠原子在亮磁光阱中俘获的激光频率示意图，图(b)为扫描 3D MOT 中 repump 激光频率 ($|F=1\rangle \rightarrow |F'=2\rangle$) 和原子数的关系图，虚线为对应能级的激光共振时的频率。

表 3.1 亮磁光阱中俘获 Na 的激光参数

2D MOT	Cooler	Detuning	$\Delta_{2D\ MOT}$	$-2\pi \times 18\ \text{MHz}$
	Cooler and repumper	Total power	$P_{2D\ MOT}$	100 mW
Zeeman slower	Cooler	Detuning	Δ_{ZS}	$-2\pi \times 309\ \text{MHz}$
	Cooler and repumper	Total power Total intensity	P_{ZS} I_{ZS}	150 mW 24 mW cm ⁻²
3D MOT	Cooler	Detuning Total power Total intensity	$\Delta_{3D\ MOT}$ $P_{3D\ MOT}$ $I_{3D\ MOT}$	$-2\pi \times 35\ \text{MHz}$ 136 mW 21.76 mW cm ⁻²
	repumper	Detuning Total power Total intensity	$\Delta_{rep\ MOT}$ $P_{rep\ MOT}$ $I_{rep\ MOT}$	$-2\pi \times 55\ \text{MHz}$ 72 mW 11.3 mW cm ⁻²
Push	Push beam	Detuning Total power Total intensity	Δ_{push} P_{push} I_{push}	$2\pi \times 27\ \text{MHz}$ 130 μW
Oven		Temperature	T	494 K

3.1.2.2 ^{23}Na 和 ^{40}K 原子的暗磁光阱装载

三维亮磁光阱中俘获的原子数达到一定值以后，原子密度便不再增加，在一般的磁光阱中，密度小于 10^{11} ，这是由于光诱导碰撞导致了俘获效率降低。1993 年 MIT 小组首次利用 DarkSpot MOT 技术^[125]将钠原子在三维磁光阱的密度提高至 10^{12} 。主要是在俘获原子的过程中，钠原子处于 $F=1$ 的暗态。暗态的原子基本不与光有相互作用，有效的增加了原子空间密度。

在实验上六束俘获光里只有 cooling 光，repump 光单独使用一束激光，repump 光光斑扩束后直径大约 25 mm。然后在 repump 光中心粘贴直径为 10 mm 的黑色不透明纸，利用成像透镜将该暗点投影到原子处。图 3.13 为 Dark MOT 光路设计图。由于实验平台空间有限使用焦距为 300 mm 的成像透镜。在 MOT 中心处形成外周围正常俘获，而处于暗点区域的原子感受不到 repump 光，原子被磁光阱俘获后原子向 MOT 中心移动，从而原子在此处处于暗态。实验上需要注意，在原子处只有在很小的距离范围内 repump 光中心暗点处是暗的，其他地方暗点处有 repump 光的衍射。在俘获原子时，和亮磁光阱中参数会有差别。如图 3.14 所示，在 CCD 看到的原子在亮磁光阱俘获的原子很亮，中心荧光强，暗磁光阱的原子团外围有虚的光柱，中心原子内部荧光均匀。

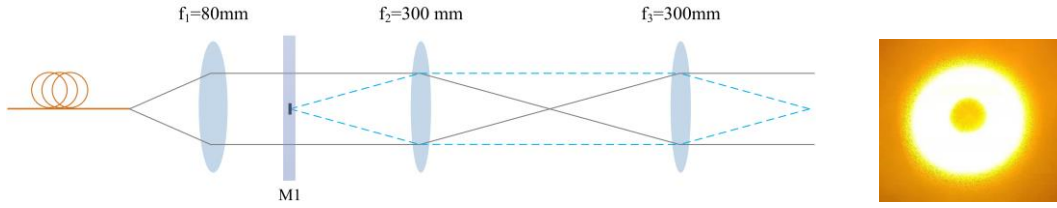


图 3.13 Dark MOT repump 4f 系统图

注：图中黑色实线为 probe 光成像，蓝色虚线为原子成像。M1 为 767 nm 波长 0° 高透的镜片，M1 距 f2 之间的距离为 300 mm，f2 距 f3 为 600 mm，f3 距原子为 300 mm，后期实验过程中发现在镜片两面都粘黑点原子密度会提高。

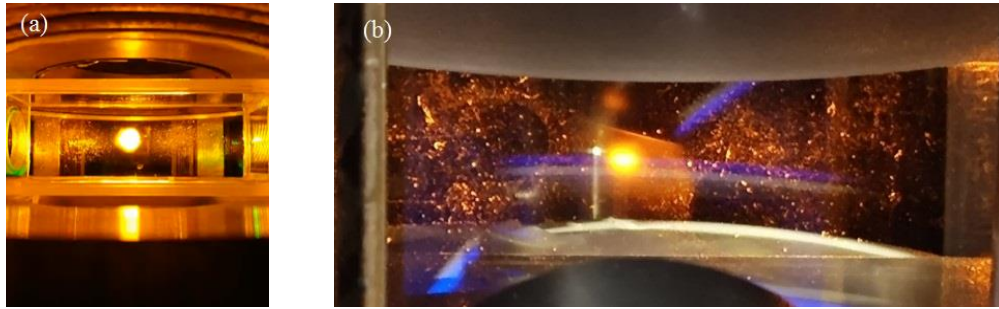


图 3.14 磁光阱中俘获的原子图

注：图(a)亮磁光阱和图(b)暗磁光阱俘获的原子荧光照片，虽然拍照暗磁光阱离得更近，但亮磁光阱的荧光更亮。

在调原子荧光过程中，首先使用单束不加暗点的 repump 光俘获原子，需要先将 2D MOT 的参数以及光路指向优化到最好，下一步 repump 激光光路才加入暗点，暗点需要在 repump 光中心。

实验中发现探测器探测的原子荧光最高和在暗 MOT 原子密度最大时 repump 激光失谐不同，实验上具体使用参数如表 3.2 所示。最后得到钠原子俘获在 Dark MOT 中得到的 BEC 的原子数比在亮磁光阱中增加了两倍。并且原子对于六束 MOT 光功率的平衡和光束的指向性没有亮磁光阱灵敏。

表 3.2 暗磁光阱中俘获 Na 的激光参数

	Bright MOT	Dark-Spot MOT (有暗点, 原子密度最大)	Dark-Spot MOT (不加暗点, 荧光最大 5 V)
Cooling Detuning $F = 2 \rightarrow F' = 3$	-41 MHz	-13 MHz	-13 MHz
Repump Detuning $F = 1 \rightarrow F' = 2$	-56 MHz	-21 MHz	-6 MHz
Repumping Power	60 mW	50 mW	40 mW
B'_z	2 G/cm	9.5 G/cm	9.5 G/cm

3.2 Gray molasses

多普勒冷却是在 20 世纪 70 年代被提出，原子在不断吸收和散射光子时，光子的频率除了与基态到激发态的跃迁频率有关外，还与原子沿光的传播方向的运动速率有关。由自发辐射产生的加热导致的最低温度可以通过多普勒冷却来实现。当冷却和加热相等时，系统达到平衡。多普勒冷却极限为多普勒温度 $T_D = \hbar\Gamma / 2k_B$ ， Γ 为原子跃迁的线宽， \hbar 和 k_B 为普兰克常数和玻尔兹曼常数。对于钠原子，多普勒冷却温度极限为 $235 \mu\text{K}$ 。三对反向传播的激光光束沿着三个正交轴入射在原子上，激光频率低于原子跃迁的共振频率，主要散射来自传播方向光束的光子，就像原子在高粘度的物质中移动。原子不会完全静止，会在动量空间中进行移动，导致气体有极限温度。

对于三能级系统，亚多普勒激光冷却是强有力的工具可以使原子温度低于多普勒极限温度，增加原子的相空间密度，为后续原子蒸发冷却提高转移效率^[126-128]。1990 年，Gray molasses 首次被提出^[130]，Gray molasses 是亚多普勒冷却的一种特殊的方法，结合了偏振梯度冷却和速度选择相干布局陷阱^[129]，在 ^{87}Rb ^[131]和 Cs ^[132]原子的 D_2 线能级跃迁最早实现。Gray molasses 已经广泛应用到多种碱金属和碱土金属原子的激光冷却中。其中， ^6Li ^[133-134]、 ^7Li ^[135]、 ^{23}Na ^[136]、 ^{39}K ^[138-139]、 ^{40}K ^[133]、 ^{41}K ^[141] 原子使用 D_1 线能级跃迁实现了原子的冷却， ^{87}Rb ^[142-143]、 ^{133}Cs ^[144-145]、 ^{23}Na ^[137] 原子使用 D_2 线能级跃迁将原子冷却至低温。

2016 年，Trento 大学的 Gabriele Ferrari 研究小组在实验上使用钠原子 D_1 线 Gray molasses 冷却将钠原子温度降低至 $6 \mu\text{K}$ ^[136]。我们小组首次在钠原子 D_2 线能级跃迁上使用 Gray molasses 冷却，原子温度降低至 $56 \mu\text{K}$ 。

磁光阱中俘获原子后，使用压缩磁光阱 (CMOT) 增加原子的密度，降低原子的温度。首先关闭 push 光和 2D MOT 的俘获光，然后将磁场梯度 9.5 G/cm 增加至 37.5 G/cm ，同时增大冷却光的失谐。在 CMOT 冷却原子后，通过偏振梯度冷却继续降低原子温度。实验上在 COMT 阶段使用暗 MOT 激光光路，Molasses 阶段切换为六束光中同时含有 cooling 光和 repump 光。

3.2.1 偏振梯度冷却

就在 Molasses 被引入之后，NIST 的科学家们发现了一个惊人的结果：从 Molasses 中释放出的钠原子气体的温度远低于多普勒极限。一个新的理论偏振梯度冷却在

1989 年被 Claude Cohen-Tannoudji 和 Dalibard 发现^[146-147]。根据两束激光对射的不同偏振，偏振梯度冷却可以分为两种类型： $Lin \perp Lin$ （西西弗斯冷却）和 $\sigma^+ - \sigma^-$ ，亚多普勒冷却极限由光子的反冲能量决定，可表示为 $T_r = \hbar^2 k^2 / k_B M$ ， k 为光子波数， M 为原子质量。

$Lin \perp Lin$ 组态：考虑一维模型的西西弗斯冷却机制，如图 3.15 所示，由两束强度相等，方向沿着 Z 轴方向对向传播的激光束，偏振相互垂直的线偏振光（称为 $\pi^x - \pi^y$ ）。考虑 $J_g = 1/2 \rightarrow J_e = 3/2$ 能级跃迁：

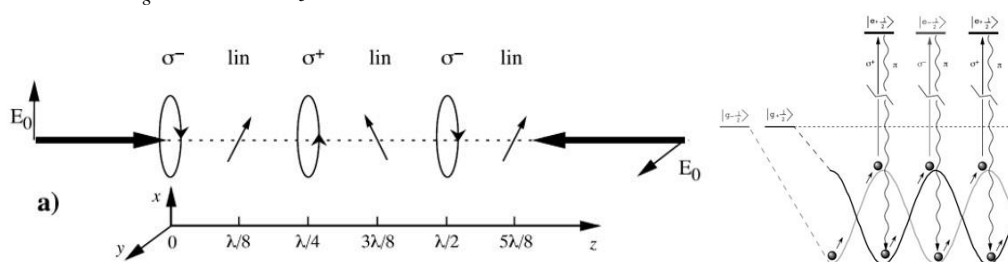


图 3.15 $Lin \perp Lin$ 组态原子示意图

图片来源：图片取自^[147]。

光的偏振椭圆度随着空间坐标变化形成了偏振梯度，两个不同基态能级的原子在同一偏振光作用下的跃迁概率不同，光位移不同，导致了原子的势能不同。原子在沿着 z 轴移动过程中损失了动能增加了势能，增加的势能又以发射光子到的方式将能量散发出去，达到减速的目的。

$\sigma^+ - \sigma^-$ 组态：这种模型考虑原子 $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$ 的跃迁：

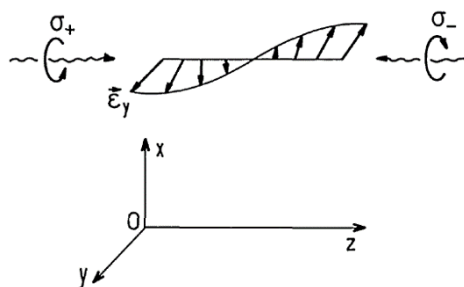


图 3.16 $\sigma^+ - \sigma^-$ 组态原子示意图

图片来源：图片取自^[147]。

如图 3.16 所示，偏正方向和传播方向都相反的圆偏振光，在空间形成光的椭圆度不变，在空间而做周期性的旋转，原子沿着正向移动，由于电场极化方向做周期性旋转相当于原子在磁场中做拉莫尔进动，可以看作原子在磁场中受到一个阻力的作用，原子被减速。

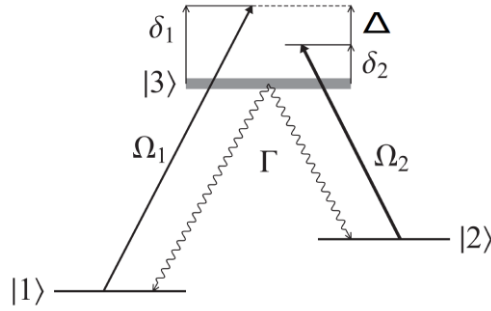
3.2.2 Λ 型结构和暗态


图 3.17 两个光场耦合的三能级结构

使用三能级结构描述暗态和亮态，如图 3.17 所示，两个基态 $|1\rangle$ ， $|2\rangle$ 和激发态 $|3\rangle$ 。 $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ 态之间通过频率为 ω_1 的光场耦合，对应的拉比频率为 $\Omega_1 = \Gamma \sqrt{I_1 / 2I_{sat}}$ ， Γ 为激发态的自然线宽， I_1 为光强，频率相对于共振失谐 δ_1 ， $I_{sat} = \Gamma \hbar \omega_1^2 / 12\pi^2 c^2$ 为饱和光强， c 为光速。 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 态之间的通过频率为 ω_2 的光场耦合，对应的拉比频率为 $\Omega_2 = \Gamma \sqrt{I_2 / 2I_{sat}}$ 。 ω_1 和 ω_2 的光场相对失谐为 $\Delta = \delta_1 - \delta_2$ 。

当 $\delta_1 = \delta_2$ ， $\Omega_1 \neq \Omega_2$ 时，可以得到两个新的本征态^[148]：

$$|\psi_D\rangle = \frac{1}{\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}} (\Omega_1 |1\rangle - \Omega_2 |2\rangle) \quad (3.5)$$

$$|\psi_B\rangle = \frac{1}{\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}} (\Omega_1 |1\rangle + \Omega_2 |2\rangle) \quad (3.6)$$

原子的哈密顿量可以表示为：

$$H = H_0 + V = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & \Omega_1 \\ 0 & 0 & \Omega_2 \\ \Omega_1 & \Omega_2 & -2\delta_1 \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

其中可以表示两部分， $H_0 = -\hbar\delta_1 |3\rangle\langle 3|$ 为与没有光场相互作用的哈密顿量， $V = (\hbar\Omega_1 |1\rangle\langle 3| + \hbar\Omega_2 |2\rangle\langle 3| + c.c.) / 2$ 与光场耦合的哈密顿量。

对于 $|\psi_D\rangle$ 态， $V|\psi_D\rangle = 0$ ，不与光场耦合，没有光位移，为暗态。对于 $|\psi_B\rangle$ 态， $\langle 3|V|\psi_B\rangle = \hbar\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}$ ， $|\psi_B\rangle$ 态会通过光场和激发态 $|3\rangle$ 耦合，光位移为 $(\Omega_1^2 + \Omega_2^2) / \delta_1$ ，为亮态。

如图 3.18 所示，由于 ACStark 效应，当外加光场的频率低于原子的跃迁频率，上能级上移，下能级下移，成为红失谐激光 ($\delta_1 < 0$)，光位移为负，原子的势能为负，

当 $\delta_1 = \delta_2$ 时，暗态的能量高于亮态的能量，光抽运的结果使原子容易布局在势能最小，光强最强处。

当外加光场的频率高于原子的跃迁频率，上能级下移，下能级上移，成为蓝失谐激光 ($\delta_1 > 0$)，光位移为正，原子的势能为正，原子容易布局在势能最小、光强最弱处。当 $\delta_1 = \delta_2$ 时，暗态的能量低于亮态的能量，原子容易在亮态势能最小处，与暗态的原子耦合，由于速率选择布局在暗态上。

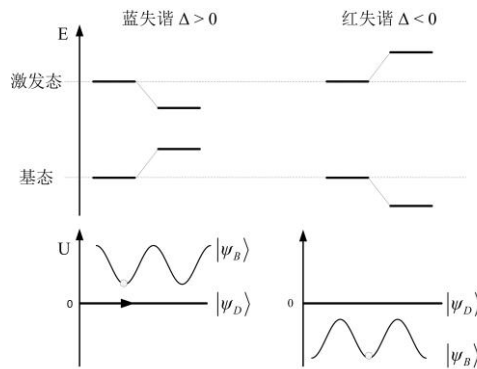


图 3.18 红失谐和蓝失谐激光的区别

注：对于蓝失谐激光，原子的光位移为正，原子容易布局在势能最小，光强最弱处，暗态的能量低于亮态的能量，原子速度选择布局在暗态上。对于红失谐激光，原子的光位移为负，暗态的能量高于亮态的能量，原子容易布局在势能最小光强最强处。

3.2.3 Gray molasses

Gray molasses 的冷却过程只是对 Cooling 光和 Repump 光的频率选择不同。其冷却过程为：原子在蓝色失谐光场中传播，光场极化与空间有关。对于冷却光和泵浦光频率的选择，产生速度选择相干布局陷阱 (VSTC)，使得基态子能级出现若干暗态场耦合原子状态，基态被划分为明亮状态 ψ_B 和暗态 ψ_D 。暗态不会因光场变化而发生能量转移，亮态由光场的偏振梯度引起空间变化的光位移。

如图 3.19 所示，实验上选择的激光为蓝失谐，原子的光位移为正，在双光子失谐为 0 时，亮态上的原子经过西西弗斯冷却，落入暗态。如果原子的温度仍然比较高，原子会在亮态势能最小处与暗态的原子容易耦合，原子重新回到亮态的冷却循环中，直到温度足够低而始终在暗态。这个过程中任何速度大于 0 的原子将参与冷却循环，直至原子的速度为 0，原子将会积累在暗态上。因此这个过程不受单光子反冲能量的限制，也就是西西弗斯冷却的极限。

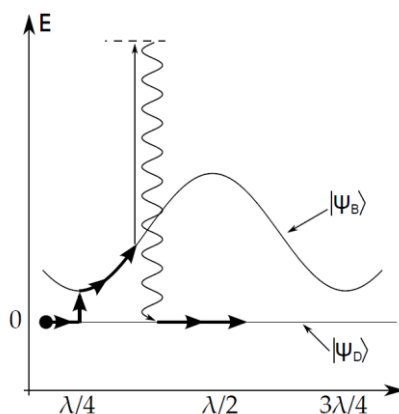


图 3.19 Gray molasses 原理图

注：考虑一个速度为 v 的原子沿光场正 z 方向传播。在亮态的原子，将会交换动能和势能，在光位移最大值时，有最小的运动速率，原子吸收光子的概率与光的位移成正比，因此原子在势能的顶部比在势谷的顶部更有可能被激发。在吸收一个光子之后，原子会返回亮态或者暗态，返回到亮态的原子会再次吸收一个光子进入冷却循环，然后返回暗态。

实验过程中，通过调节三个方向的地磁场补偿剩余磁场，使原子处所在的磁场梯度为 0。如果存在磁场梯度，会发生塞曼分裂的能量大于光位移的能量，从而破坏上述冷却过程。

3.2.3.1 ^{23}Na D_2 Gray Molasses

实验上六束 MOT 光中含 cooling 光和 repump 光，如图 3.20 所示，为激光跃迁频率选择示意图。Cooling 光跃迁频率 $|F_g = 2\rangle \rightarrow |F_e = 3\rangle$ 红失谐 34 MHz (相对于 $|F_g = 2\rangle \rightarrow |F_e = 2\rangle$ 蓝失谐 24.5 MHz)。扫描 repumping 光跃迁频率在 $|F_g = 1\rangle \rightarrow |F_e = 2\rangle$ 蓝失谐 24.5 MHz，24.5 MHz 钠原子对应 2.48Γ ($\Gamma = 2\pi \times 9.79$ MHz 为钠原子 D_2 线的自然线宽)， $I_{\text{cooling}}/I_{\text{repumping}} = 2$ ，作用时间 3.5 ms (这个时间是实验最开始时候的值，作用时间会受到原子在阱中位置的影响，现在实验上时间维持在 6 ms)。在 cooling 和 repump 两个频率激光双光子失谐为 0 时，原子有最低温度 56 μK ，原子数最大。如图 3.20(b) 所示，在 $\delta = -0.5\Gamma$ 时，原子有很高的加热峰，此时不再存在暗态，空间上存在一个恒定能量的常态^[148]，是由于此时常态的能量高于亮态的能量，在原子达到势能最大时耦合到常态上，获得动能，从而加热原子，MOT 中原子温度 700 μK 增加至 2 mK，同时原子数也最少。从图中可以观察到 $\delta > 0$ 相比 $\delta < 0$ 获得的原子温度低，这个现象主要是在 $\delta > 0$ 时，常态的能量低于亮态的能量，更多的原子布局在常态上。

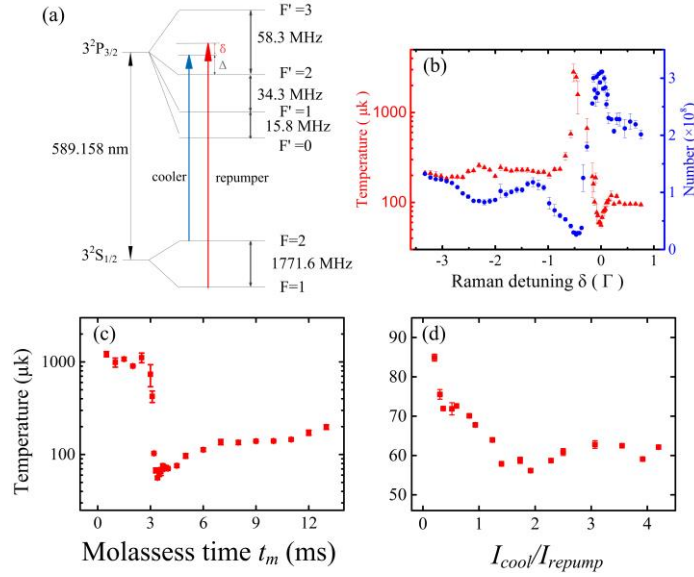


图 3.20 Na 原子 D₂ Graymolasses 实验频率设置

注：图(a)为频率选择能级跃迁，(b)固定 cooling 光频率，扫描 repump 光，得到双光子失谐和原子温度和原子数示意图，(c)(d)为 molasses 作用时间和光强比例对应原子数的变化。

如图 3.1 所示，实验上改变不同 cooling 光的失谐 Δ ，扫描 repump 光的频率，得到每一个温度最小值对应的双光子失谐 $\delta \approx 0$ 。如图 3.1(a)所示，在一定的范围内原子有最低温度。单独测量了在 cooling 光失谐相对于 $|F_g = 2\rangle \rightarrow |F_e = 2\rangle$ 分别在 $\Delta = 3.5\Gamma$ (34 MHz)， $\Delta = 2.68\Gamma$ (26 MHz)， $\Delta = 1.46\Gamma$ (14.2 MHz)，如图 3.1(b)(c)(d)，得出在 $\Delta = 2.48\Gamma$ (25 MHz) 时原子有最低温度 $\sim 55 \mu\text{K}$ ，两边原子的温度逐渐增加。从图(d)中可以看到原子有很宽的加热峰，是由于 repump 光相对于 $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ 靠近共振，引起加热。

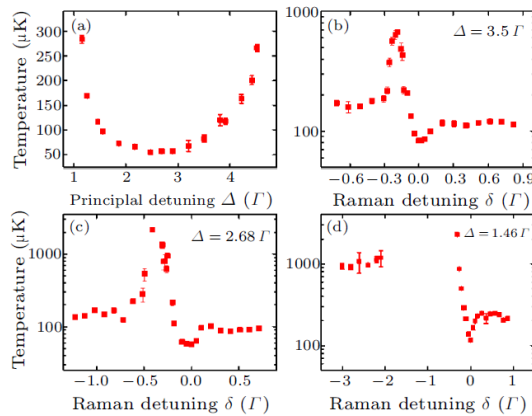


图 3.1 Na 原子 D₂ Graymolasses 实验频率参数选择

注：(a)横坐标为 cooling 光的失谐，纵坐标为对应的扫描 repump 光对应的原子最低温度，(b)(c)(d)为选择了不同 Δ ，扫描 repump 对应的原子温度曲线。

这种冷却机制其最明显的优点是在可以在较低的温度下获得大量的原子数，来增加加载到磁阱中原子的转移效率。在 Molasses 结束后，通过光泵浦将原子制备在 $F=2, m_F = 2$ 态上，然后增加磁场梯度至 200 G/cm ，将原子转移到磁阱中。如图 3.2 所示为在 $\Delta=2.48\Gamma$ (25 MHz) 测量了原子转移到磁阱和在磁阱中射频蒸发一步后，扫描双光子失谐对原子温度和原子数的影响。在射频蒸发一步后，原子在双光子失谐为 0 时，原子有最低温度 $\sim 150 \mu\text{K}$ 。图中测量原子的原子数为钠原子在亮磁光阱中测量的数值。

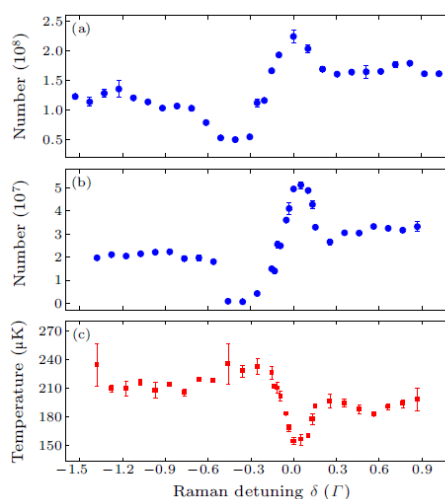


图 3.2 磁阱中双光子失谐对原子温度和数目的变化曲线

注：(a)磁阱中测量 molasses 阶段改变双光子失谐对原子原子数的影响，(b)磁阱蒸发一步测量 molasses 阶段双光子失谐对原子数和温度的影响。

3.2.3.2 ^{40}K D_1 Gray Molasses

实验上冷却钾原子 molasses 所选能级与钠原子不同的，进行 CMOT 冷却之前， D_1 线的激光在 CMOT 阶段就已经开启六束光，同时含有 D_1 线的 cooling 光和 repump 光和 D_2 线的 cooling 光^[149]。实验上尝试选择钾原子 D_2 线上能级跃迁使用 Gray molasses 冷却原子，但没有达到效果，因为 D_2 线能级之间间隔小。如图 2.14 所示为实验上 D_1 线激光光路设计，实验上选择用 D_1 跃迁，利用 gray molasses 方法降低原子温度，因为对应的上能级间隔较大，原子在跃迁过程不会脱离冷却循环，从而提高了冷却效率。

我们参考法国巴黎高等师范学校 salomon 小组的实验^[133]，如图 3.3 所示，选择 cooling 光频率相对于 D_1 跃迁线 $F=9/2 \rightarrow F'=7/2$ 线蓝失谐 20 MHz ，repumping 光

是相对于 D1 跃迁线 $F=7/2 \rightarrow F'=7/2$ 线蓝失谐。固定 cooling 光频率，扫描 repump 激光频率双光子失谐为 0，通过 FP 腔监视两个频率的光强，在 cooling 光和 repump 光光强比值为 7:1 时，持续冷却时间为 6 ms，K 原子数有最大值，温度有最低值。

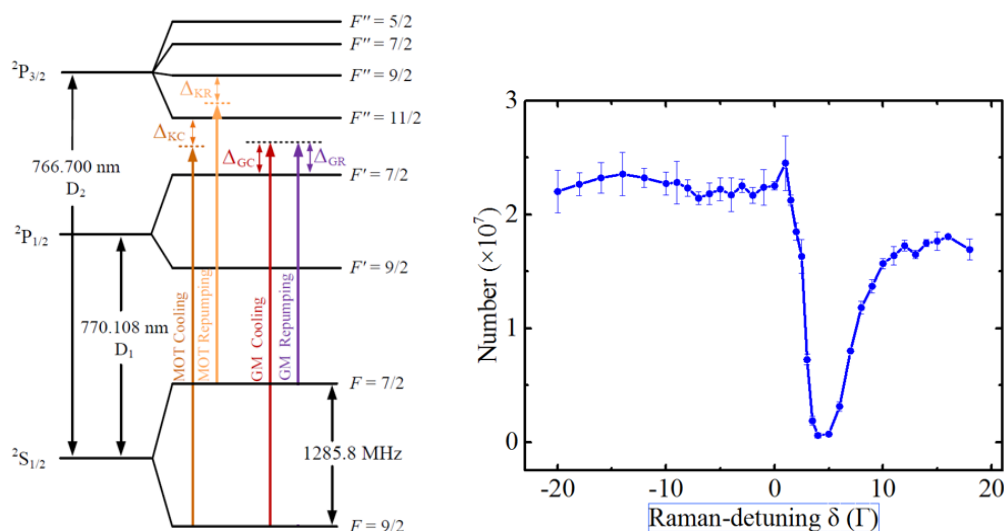


图 3.3 K 原子 D₁ 线 molasses 冷却能级示意图

注：(a) ^{40}K 原子 D₁ 线跃迁能级选择，(b)在磁阱中测量固定 cooling 光蓝失谐 20 MHz，扫描 repump 光双光子失谐对原子数的影响。

3.3 束缚阱中原子的冷却

原子在经过压缩磁光阱和偏振梯度冷却后，原子转移至磁阱中进行蒸发冷却降低原子温度。本节将介绍实验中常用到的磁阱、射频、微波蒸发、光堵漏磁阱，以及光偶极阱的原理，光偶极阱的光路使用猫眼光学系统减少了的高功率激光光路不稳定问题。

3.3.1 光泵浦

在原子经过偏振梯度冷却形成光学黏团后，由于在磁光阱中俘获的钠原子是暗态 ($F=1$ 态)，原子气体并不是单一的磁子能态。如果在这个阶段打开磁阱，只有在低场趋近态的原子被俘获在磁阱中，高场趋近态的原子将不被俘获在磁阱中。使用光抽运方法将 ^{23}Na 原子制备在能被磁阱俘获的能级 $|2,2\rangle$ 态上， ^{40}K 原子制备在 $|9/2,9/2\rangle$ 态。在光抽运过程中，偏置磁场是由一个沿 x 轴方向的导向磁场和对应方向的地磁场共同使用，两者磁场方向一样，实验上在 cell 前向紧贴 cell 放置自己绕

制的线圈。

对于 ^{23}Na 原子，实验上选择 $|F=2\rangle \rightarrow |F'=2\rangle$ 能级跃迁的激光作为泵浦光， $|F=1\rangle \rightarrow |F'=2\rangle$ 作为回泵光。泵浦光双穿 72 MHz 的 AOM 去调谐频率，回泵光使用水平四束的 MOT 光中的 repump。如图 3.4 所示，在蓝失谐 $|F=2\rangle \rightarrow |F'=2\rangle$ 7 MHz 的 σ^+ pump 光，蓝失谐 $|F=1\rangle \rightarrow |F'=2\rangle$ 20 MHz 的 repump 光时，原子数有最大值，偏振光对不同磁子能级的原子跃迁概率不同，原子经过循环光学跃迁被抽运到磁量子数最大的态 $|2,2\rangle$ 态。实验上 pump 光从 cell 前向沿着磁场方向作用在原子上，光斑直径扩束至 10 mm，功率为 $30\ \mu\text{W}$ ，如图 3.8 所示。

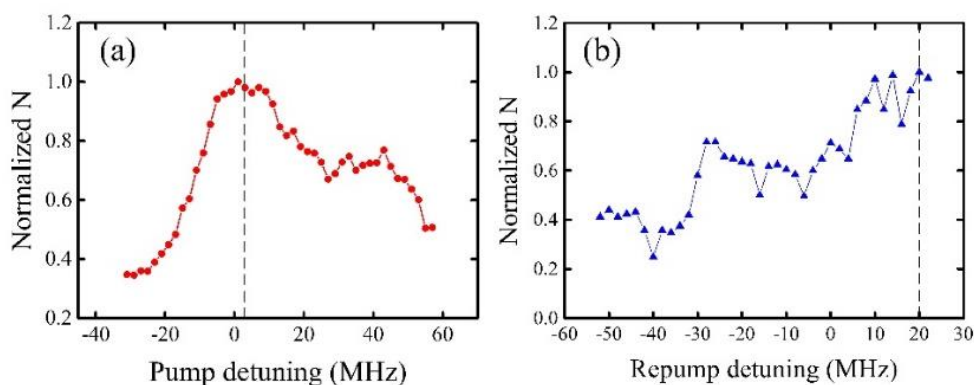


图 3.4 ^{23}Na 原子实验上泵浦光和回泵光的实验参数选择

注：图(a)横坐标为相对于能级 $|F=2\rangle \rightarrow |F'=2\rangle$ 跃迁的失谐，(b) 相对于能级 $|F=1\rangle \rightarrow |F'=2\rangle$ 的跃迁，纵坐标对于原子数做了归一化。图中虚线为实验上所用的参数。

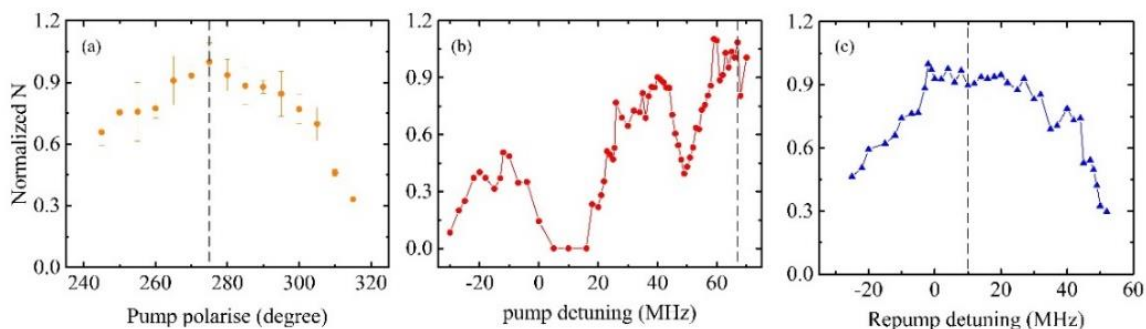


图 3.5 K 原子实验上 pump 光频率偏振和 repump 光参数频率

注：图(a)为调节 pump 光偏振与原子数关系图。图(b)横坐标为相对于能级 $|F=9/2\rangle \rightarrow |F'=9/2\rangle$ 跃迁的失谐，(c) 相对于能级 $|F=7/2\rangle \rightarrow |F'=9/2\rangle$ 跃迁的失谐，纵坐标是对原子数归一化的结果。图中虚线为实验上所用的参数。

对于 ^{40}K 原子, 实验上泵浦光使用相应 $|F=9/2\rangle \rightarrow |F'=9/2\rangle$ 光学跃迁的 σ^+ 光, 回泵光使用 $|F=7/2\rangle \rightarrow |F'=9/2\rangle$ 。同样光斑直径为 10 mm, pump 光功率 250 μW , 因此光路的设计 pump 光中含有 repump 光。实验上两种原子的泵浦光作用时间为 0.3 ms, 关闭 pump 光后 0.5 ms 再关闭回泵光。如图 3.5 所示为调节参数的数据图, 钾原子 pump 光蓝失谐 69 MHz, repump 光蓝失谐 10 MHz, $\lambda/4$ 玻片刻度在 270° 时 (σ^+ 圆偏振光), 原子数有最大值。

3.3.2 磁阱

光泵浦阶段将原子制备在 $|2,2\rangle$ 态后, 10 ms 的时间磁场梯度从 0 G 增加至 52 G/cm, 然后 500 ms 的时间增加至 94 G/cm。等待 20 ms, 200 ms 的时间磁场梯度 94 G/cm 降低至 18 G/cm, 用于原子的自选纯化。然后在 10 ms 时间磁场梯度增加至 200 G/cm, 增加原子之间的碰撞率。

3.3.2.1 自旋纯化

光泵浦阶段将原子制备在 $|2,2\rangle$ 态后, 对于钠原子, 磁阱可以俘获 $|F=2, m_F=2, 1\rangle$ 两个自旋态的原子, 但 $|F=2, m_F=1\rangle$ 态的钠原子和钾原子 $|F=9/2, m_F=9/2\rangle$ 态的原子会有自旋碰撞损失, 实验上通过自旋纯化将 ^{23}Na $|F=2, m_F=1\rangle$ 态的原子清除。

实验上参考 MIT Martin 小组的实验方法使用重力辅助自旋纯化^[150]。如图 3.6 所示, 首先原子所有的自旋态俘获在紧束缚势阱中。然后磁阱解压缩到一个临界的磁场梯度, 通过降低磁场梯度的方法, 使 $|F=2, m_F=1, 0\rangle$ 态的原子受到的力无法抵抗自身的重力从而脱离磁阱。最后磁阱重新压缩进行蒸发冷却。

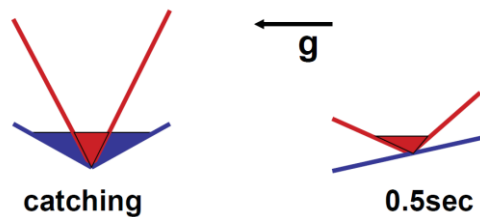


图 3.6 重力辅助自旋纯化示意图

注: 图中蓝色的红色表示两种不同的超精细态, 原子所有的自旋态俘获在紧束缚势阱中。然后 0.5s 内磁阱解压缩到一个临界的磁场梯度, 通过降低磁场梯度的方法, 使 $F=2, m_F=1, 0$ 态的原子受到的力无法抵抗自身的重力从而脱离磁阱。

图片来源: 图取自^[150]。

如图 3.7 所示, ^{23}Na 原子数和磁场电压的曲线。图中虚线为优化原子数有最大值的参数。得到在四极电流源电压为 8 V(此时磁场梯度为 18 G/cm)时原子数有最大值。

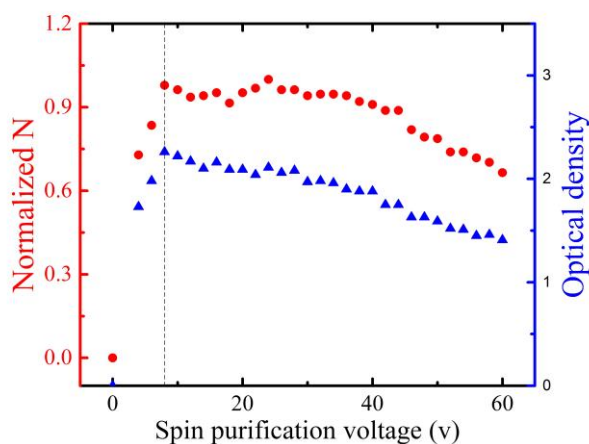


图 3.7 钠原子自旋纯化示意图

注：图中横坐标为扫描电流源电压值，纵坐标对原子数归一化。图中虚线为实验上所用的参数。

3.3.2.2 光堵漏磁阱

原子从 Molasses 转移到磁阱过程中，原子在磁光阱的中心位置和磁阱的中心位置应尽可能接近，以增加原子的转移效率。在增加磁场梯度阶段通过在 x、y 和 z 三个方向上微调偏置磁场来实现此过程，偏置磁场位于超高真空腔室周围。原子在四级磁阱的中心会发生自旋翻转，直接在线性磁阱势能中蒸发冷却不会得到量子简并，这是由于在磁阱中心磁场为零。在零点附近磁场方向突然改变，原子在非常小的磁场区域会从囚禁态转变为非囚禁态，也就是马约拉纳损耗^[151-152]。马约拉纳损耗使得原子在线性磁阱中蒸发冷却到简并是不可能的，因为有原子损失和加热。有两种基本的方法可以避免这种损失。第一种是构造一个磁场中心不是零点的磁阱，例如 Ioffe-Pritchard 阱、Quic 阱、TOP (time-averaged orbiting potential) 阱等^[153-154]；第二种是使用光力去堵漏磁阱中心零点^[155]。

在实验中选择第二种方法，使用一束激光功率为 18W 波长 532 nm 的激光（太原山大宇光科技有限公司），用透镜将光束聚焦到腰斑为 $35\mu\text{m}$ ，用于堵漏磁场零点。由于 532 nm 的激光远蓝失谐钠原子和钾原子的 D_2 线和 D_1 线，堵漏激光的束腰在四级磁阱中心将钠原子推开。在磁阱中原子处的势能为：

$$U(x, y, z) = \mu B'_z \sqrt{\frac{x^2 + y^2}{4} + z^2} + U_p e^{-2\left(\frac{x^2 + y^2}{w_0^2}\right)} - mgz \quad (3.8)$$

其中 $\mu = \mu_B g_F m_F$ 是原子的磁矩， μ_B 为玻尔磁子， B'_z 为沿 z 方向的磁场梯度， m 为钠原子质量， g 为重力加速度，最后得到排斥势能的阱深为 $U_p = k_B \times 619 \mu\text{K}$ 。实验上的光路设计以及原子吸收成像图，如图 3.8 所示，532 nm 激光从玻璃腔体前向入射，透镜距离很灵敏，实验上根据原子密度需要前后移动调节。

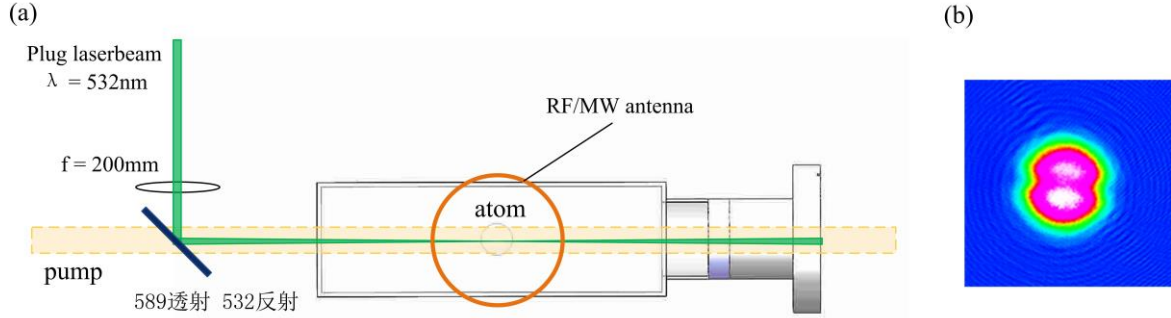


图 3.8 用于光堵漏磁阱实验装置图

注：图中的反射镜镀膜为 589 nm 透射，532 nm 反射，黄色线圈为射频和微波蒸发线圈。右图为成像过程中 532 nm 没有关断时的原子吸收成像图。

3.3.2.3 射频和微波蒸发

射频和微波用于对原子进行蒸发冷却以及原子不同自旋态的操控等。射频频率主要作用于自旋态 $m_F = i$ 和 $m_F = i - 1$ 之间的跃迁，微波频率用于原子在 $|F, m_F\rangle$ 和 $|F - 1, m_F - 1\rangle$ 态之间的跃迁。实验上，蒸发冷却过程作用在玻色子 ^{23}Na 上， ^{40}K 原子采用协同冷却的方法。温度较高的 ^{23}Na 原子在磁阱中运动至能量较高的位置，使用射频或微波将原子扫描至高场趋近态排除阱外，剩下的原子通过弹性碰撞达到整体冷却。

射频蒸发的回路连接如图 3.9 所示，线圈是由漆包线绕制三圈而成，放置于 cell 上四级线圈的内侧^[156]，直径大约 70 mm，射频蒸发的连接参考 Cornell、Wieman 小组^[157]的装置，系统主要包括 kesight 信号源 33250、射频开关 (Mini-Circuits, ZFSWA-1-20)、功率放大器 (Electronics & Innovation Ltd, 411LA, 10W) 以及 50Ω 的大功率电阻 (HD-030CHPL1.2SJ-20, 西安恒达微波)，信号经过线圈后，消耗在电阻上。如果不加 $0.68 \mu\text{F}$ 的电容，实验上经常出现电阻烧坏的情况。

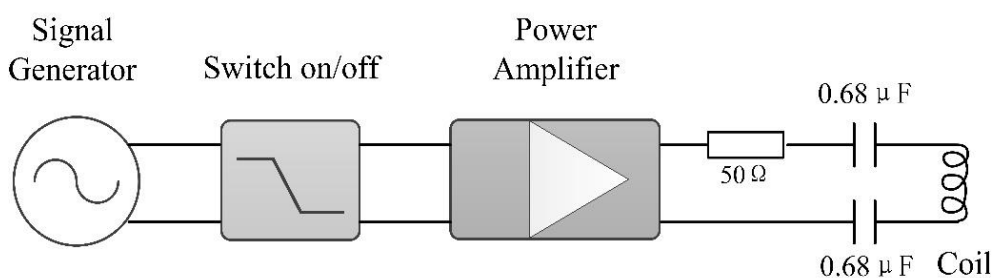


图 3.9 射频线圈回路连接

注：电阻和电容置于一个小盒子内，线圈置于 cell 上方紧靠玻璃 cell。

微波线圈回路连接，如图 3.10 所示，使用了三台信号源，一台 kesight 微波信号源（固定频率 1768 MHz）和两台 keysight 射频信号源（keysight 33250）分别用于实验中蒸发冷却和钠原子的转态不同阶段的时序，通过单刀双掷开关（mini-circuits, ZYS-2-50DR+）选择。微波信号是由第一台固定信号的信号源和射频信号源经过混频器（mini-circuits, ZX05-U432H-S+）产生，然后依次经过微波信号源开关（General Microwave, F9114A）、30 W 功率放大器（MPA-1600-2000-30，南京迈科拓通讯有限公司）、经过环形器（NE72ZHSKKK,南京纳尔通信技术有限公司），最后经过线圈功率消耗在 $50\ \Omega$ 的大功率电阻上。微波线圈位于 cell 的正上方嵌套在射频线圈和四极线圈之间，距离 cell 上表面 3 mm 左右。线圈参考 Deborah S. Jin 小组的设计^[158]，由厚度 1 mm、宽 15 mm 的铜片绕制，尺寸直径为 70 mm。

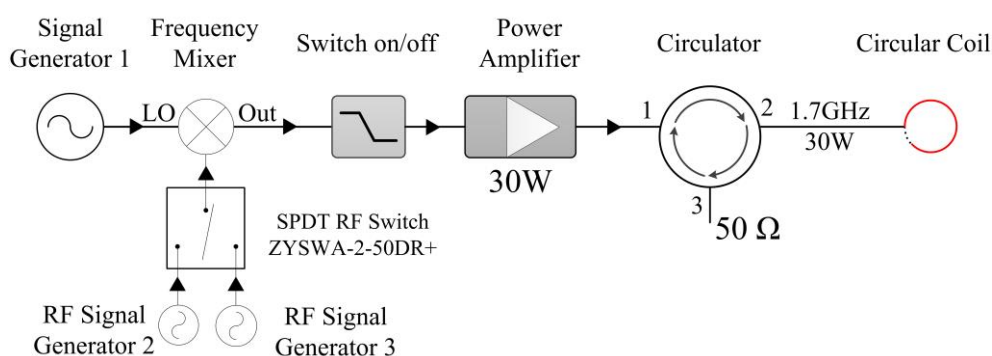
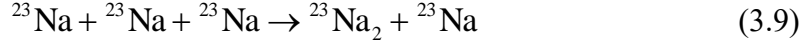


图 3.10 微波线圈回路连接

注：射频信号源 2 和 3 为 Agilent 33250，一个用于磁阱蒸发冷却，一个用于微波转态。由于两个时序相隔时间很短需要使用两个信号源。

随着蒸发冷却原子温度的逐渐降低，原子的密度逐渐增加，从而增加原子之间的弹性碰撞速率和非弹性碰撞速率。钠原子自身有很强的三体损耗，三个原子中有两个原子会结合成分子，导致三个原子脱离势阱。在四极阱蒸发过程中钠原子之间的三体损耗机制如下^[160]：



由于原子的三体损耗率与原子密度的平方成正比，实验上在蒸发过程中逐渐降低磁场梯度，增加原子体积，从而降低原子密度，蒸发结束后原子温度为 $10\ \mu\text{K}$ ，原子数为 7×10^7 。下一步准备将原子载入光偶极阱进行蒸发冷却。

3.3.3 交叉偶极光阱

由于 ^{23}Na $|2,2\rangle$ 态和 ^{40}K $|9/2,9/2\rangle$ 态原子之间有强烈的三体损耗，原子在磁阱中继续蒸发冷却无法得到 ^{23}Na - ^{40}K 量子简并气体。接下来将原子转移到光偶极阱中。偶极阱由两束聚焦高功率、相对于原子跃迁能级远红失谐的激光束组成，偶极势能是由空间变化的 AC Stark 位移引起的。

3.3.3.1 阱深和势阱频率的计算

沿 z 轴传播的高斯光束的光强和腰斑分布为^[160]：

$$I(r, z) = \frac{2P}{\pi\omega(z)^2} e^{-\frac{2r^2}{\omega(z)^2}} \quad (3.10)$$

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (3.11)$$

其中 P 为偶极激光功率， r 为激光的径向坐标， $\omega(z)$ 为传播方向上离腰斑距离， z 的光斑半径， ω_0 为激光光束汇聚后在焦点处的腰斑， $z_R = \pi\omega_0^2 / \lambda$ 为瑞利长度， λ 为激光波长。

对于碱金属原子，需要考虑外光场对原子最接近的光学跃迁 D1 线和 D2 线的作用。在 ^{23}Na 和 ^{40}K 中最接近的光学跃迁是 D₁ 和 D₂ 线， ^{23}Na 为 589.76 nm 和 589.16 nm， ^{40}K 为 770.108 nm 和 766.70 nm。下面的公式近似表示由两种跃迁引起的合并光阱束缚势能为：

$$U(r, z, w) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_{\text{eff}}^3} \left(\frac{\Gamma_{\text{eff}}}{w_{\text{eff}} - w} + \frac{\Gamma_{\text{eff}}}{w_{\text{eff}} + w} \right) \times I(r, z) \quad (3.12)$$

其中 $w_{\text{eff}} = (w_{D1} + 2w_{D2})/3$, $\Gamma_{\text{eff}} = (\Gamma_{D1} + 2\Gamma_{D2})/3$ 为有效谐振频率和有效自然线宽。对于原子温度小于势阱深度的原子, 俘获势阱可以近似表示为理想的简谐势阱, 可以表示为:

$$\begin{aligned} U(r, z) &= -U_0 + \frac{1}{2}m(w_r^2 r^2 + w_z^2 z^2) \\ U(x, y, z) &= -U_0 + \frac{1}{2}m(w_x^2 x^2 + w_y^2 y^2 + w_z^2 z^2) \end{aligned} \quad (3.13)$$

偶极阱的振荡频率为

$$\begin{aligned} w_r &= 2\sqrt{\frac{U_0}{mw_0^2}} \\ w_z &= \sqrt{\frac{2U_0}{m(\pi w_0^2 / \lambda)^2}} \end{aligned} \quad (3.14)$$

(1) 对于两束交叉角为 90° 的偶极光阱。

两束偶极激光束的传播方向分别为 x 轴和 y 轴, 则此时交叉的光学偶极阱的束缚势能可以表示为:

$$U = -U_1 e^{-\frac{2(y^2+z^2)}{\omega_1^2}} - U_2 e^{-\frac{2(x^2+z^2)}{\omega_2^2}} \quad (3.15)$$

其中 $U_{1(2)} = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_{\text{eff}}^3} \left(\frac{\Gamma_{\text{eff}}}{w_{\text{eff}} - w} + \frac{\Gamma_{\text{eff}}}{w_{\text{eff}} + w} \right)$, 对公式 3.15 进行泰勒展开:

$$U = -(U_1 + U_2) + 2\frac{U_1}{w_1^2} x^2 + 2\frac{U_2}{w_2^2} y^2 + 2\left(\frac{U_1}{w_1^2} + \frac{U_2}{w_2^2}\right) z^2 \quad (3.16)$$

根据公式 3.16 可以得到 x 、 y 、 z 三个方向的束缚频率为:

$$\begin{aligned} w_x &= 2\sqrt{\frac{U_1}{mw_1^2}}; w_y = 2\sqrt{\frac{U_2}{mw_2^2}}; \\ w_z &= \sqrt{w_x^2 + w_y^2} = 2\sqrt{\frac{U_1}{mw_1^2} + \frac{U_2}{mw_2^2}} \end{aligned} \quad (3.17)$$

(2) 对于构成相对于任意角度的交叉的光学偶极激光。

单束偶极激光产生的势阱可以表示为

$$U = -\frac{3c^2}{\omega_{\text{eff}}^3} \left(\frac{\Gamma_{\text{eff}}}{w_{\text{eff}} - w} + \frac{\Gamma_{\text{eff}}}{w_{\text{eff}} + w} \right) \times \frac{P}{\omega(z)^2} e^{-\frac{2(y\cos\theta - x\sin\theta)^2 + z^2}{\omega(z)^2}} \quad (3.18)$$

其中, θ 为高斯光束和 x 轴的夹角。

通过将每束激光产生的光学势阱进行叠加，则交叉的势阱可以表示为：

$$U = U_1 + U_2 = -\frac{3c^2}{\omega_{eff}^3} \left(\frac{\Gamma_{eff}}{w_{eff} - w} + \frac{\Gamma_{eff}}{w_{eff} + w} \right) \times \left[\frac{P_1}{\omega_1^2} e^{-\frac{2(y \cos \theta - x \sin \theta)^2 + z^2}{\omega_1^2}} + \frac{P_2}{\omega_2^2} e^{-\frac{2(y \cos \beta - x \sin \beta)^2 + z^2}{\omega_2^2}} \right] \quad (3.19)$$

P_1 和 P_2 分别是两束偶极阱的功率， w_1 和 w_2 分别是沿激光传播方向上偶极激光在位置 (x,y) 处的腰斑。具体计算束缚频率过程见附录。

3.3.3.2 激光光路

实验中使用一台 1064 nm 输出总功率为 30 W、激光线宽为 100 kHz 的全固态激光器（DPSS FG-VIII B, 太原山大宇光科技有限公司）作为偶极激光光源，激光光路如图 3.11 所示^[162]。激光器输出的激光经过高功率光隔离器（Optical Isolator），然后通过 PBS 后分成两束，其中第一束通过 80 MHz 的声光调制器（AOM）选择+1 级衍射光（OPT 2）；第二束通过 90 MHz 的 AOM 选择-1 级衍射光（OPT 1）。第三束激光选择第二束激光的零级光通过 60 MHz 的 AOM 选择-1 级衍射光（OPT 3）。

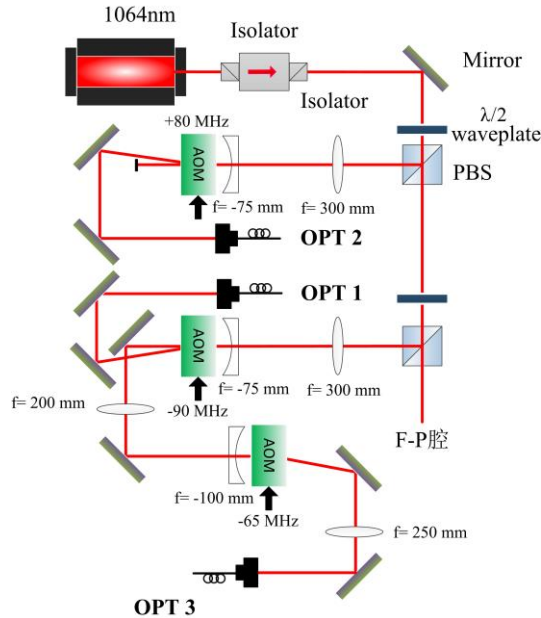


图 3.11 偶极激光光路示意图

在光路建立初期，在实验时序上运行过程中，每次开启和关断 AOM，由于 AOM 内二氧化铈晶体的热透镜效应，光路指向性会有偏移，导致光纤出光功率抖动很剧烈，要很长时间的平衡。相比以前的光路设计^[98]做了如下优化。

第一、光路上用到的光学元器件都更换为热膨胀系数小的高功率熔融石英材质；
 第二、将 OPT1、OPT2 注入的光纤，更换为注入最大功率为 20 W 单模保偏(NKT LMA-PM-15) 光子晶体光纤；
 第三、为了降低热透镜效应的影响，减少光路上的元器件，将光纤准直器更换为单透镜可调节的高功率光纤耦合头(Schäfter Kirchhoff,60FC-SMA-T-23-A7.5-03, $f=7.5$ mm)，来匹配 AOM 输出的光斑，采用猫眼系统^[161]降低由于热效应导致的 AOM 一级衍射光的指向性抖动问题。如图 3.12 所示，激光束通过透镜组($f=300$, $f=-75$)调节光斑大小，然后通过 AOM，AOM 出射的 0 级光和 1 级衍射光通过单透镜耦合头会聚注入光纤中。测试光路由关闭状态转为开启，光纤效率仅仅变化 2% 左右。

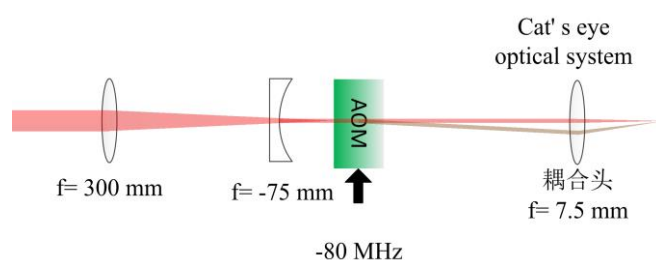


图 3.12 猫眼光学系统

OPT 1 光纤后输出激光功率为 10 W，经过透镜后会聚的腰斑大小为 $107\ \mu\text{m}$ ，OPT 2 光纤后输出激光功率为 8 W，会聚的腰斑为 $70.5\ \mu\text{m}$ ，两束激光交叉形成光阱。

3.3.3.3 腰斑大小的测量

实验上需要测量光阱光束的腰斑，使用刀片法^[156]或光束质量分析仪测量。实验上使用第二种方法，但由于光斑在焦点处会聚很小，光强很高会导致损坏仪器。在光传播方向上距离透镜不同位置测量光束的腰斑，拟合焦点距离透镜的距离以及焦点处腰斑大小。沿轴传播的高斯光束离腰斑距离为 z 的腰斑半径为

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (3.20)$$

拟合程序在附录中，实验结果如图 3.13 所示：

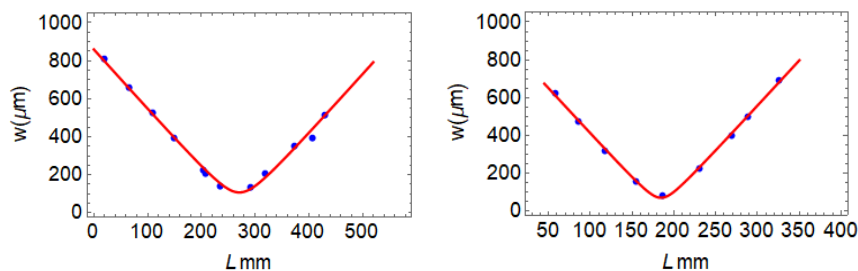


图 3.13 椭圆高斯光束焦平面上强度分布叠加示意图

实验中使用焦距为 $f = 300 \text{ mm}$ 和 $f = 200 \text{ mm}$ 的透镜，分别得到在距离透镜 270 mm 和 185 mm 左右，两束偶极激光的腰斑直径有最小值 $107 \mu\text{m}$ 和 $70 \mu\text{m}$ ，但在实验上由于有相对的误差，会在光阱对准原子后前后微小移动透镜找到原子密度最大的位置，但实验上密度变化没有很大。

3.3.3.4 光阱的对准

1064 nm 的激光通过光纤转移到真空腔体附近，然后偶极阱激光聚焦在原子团上。实验上要求单束光阱和 532 nm 光束在原子处的位置错开。对于交叉光阱需要两束很好的相交于一点，原子有最大装载效率。实验上快速的将 1064 nm 激光和原子对准需要分为四步：(1)使用一束 probe 光使其对准到原子上；(2)将 1064 nm 激光和 probe 光重合；(3)吸收成像精细调节 1064 nm 激光指向，使原子的装载率最大；(4)两束偶极激光装载率最高。

(1) 使用一束 probe 光对准原子。

如图 3.14(a) 所示，在原子装载阶段，将一束探测光沿着光阱方向入射在原子云上，可以在普通 CCD 上看到原子云被损耗，然后缓慢的增加磁场梯度（最大增加至 5 A ），调节探测光的指向，使原子损耗最大，在 cell 前后测量激光的高度保持激光光束的平行。将这束探测光与成像所用的探测光的开关同时控制，观察磁阱蒸发两步情况下的原子，可以看到原子被探测光劈裂为两部分，如图 3.14(b) 所示，由于是上下成像，无法判断探测光在上下的位置，所以要减小探测光的光强，然后调节探测光的上下指向，直至原子劈裂最明显，如图 3.14(c) 所示。

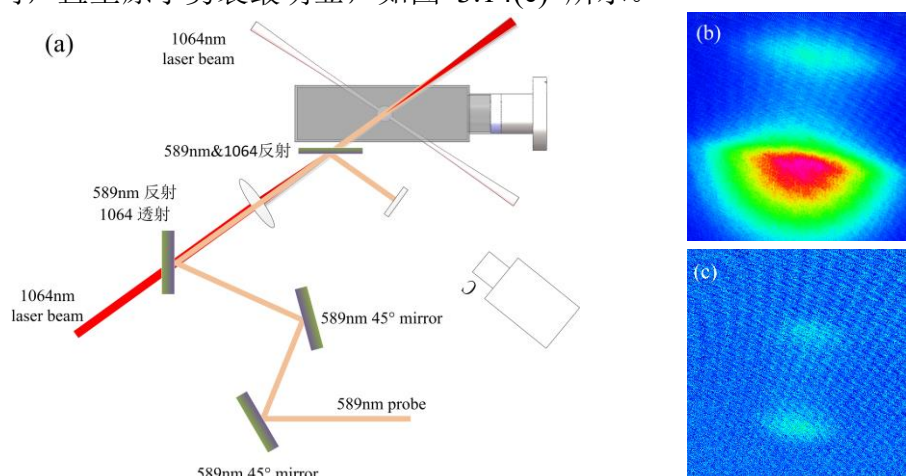


图 3.14 1064 nm 激光束对准原子过程示意图

注：(a)为 1064 激光束快速对准原子示意图，(b)为 probe 光对准原子图，(c)为 probe 光路优化好后原子吸收

成像图。

(2)将 1064 nm 激光和 probe 光重合。

由于 1064 nm 波长是红外光，使用 CCD 将 1064 nm 的激光和探测光束重合，在探测光光路上放置 1064 nm & 589 nm 的双波长反射镜，测量反射镜到原子距离，在反射光路上同样的距离地方使用 CCD 去标记 589 nm 光斑位置。然后在合适的位置放置 1064 nm 的透镜，使腰斑最小的地方在原子中心，调节透镜的高低和左右使光斑和前面标记的位置重合，拆除双波长反射镜，因为镜片有折射，拆除后微调光阱，将光阱的光斑和标记的光斑严格重合，即光阱位置粗调完成。

(3)对准微调光阱

开启光阱，并且在成像过程中也是开启状态，成像 1 ms 前关闭光阱成像，可以看到如图 3.15，调节 1064 nm 反射镜的高低，使原子中心密度最大。

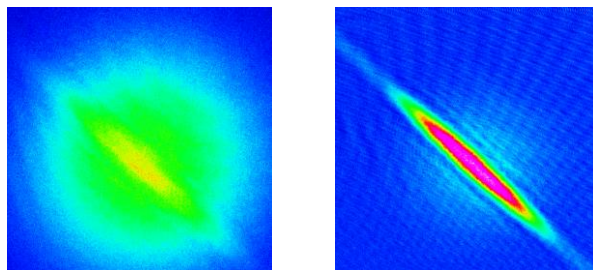


图 3.15 1064 nm 激光束调试过程示意图

(4)交叉偶极光阱对准。

由于磁阱零点有 Majorana 损耗，在射频蒸发第四步使用地磁场将原子偏离磁阱中心，由于是上下成像，在 y 方向有分离，如图 3.16 所示，光阱中心的位置与磁阱中心位置分开，避免了由于磁阱零点与光阱重合而增强 Majorana 损耗。将光阱调至下半部分原子的中心位置，扫描光阱的高低，直至原子中心密度最高。则光阱调试完成。开启另外一束光阱使用上述方法粗调位置，然后两束交叉扫描第二束束激光的高低直至原子在交叉光阱中的密度最高。

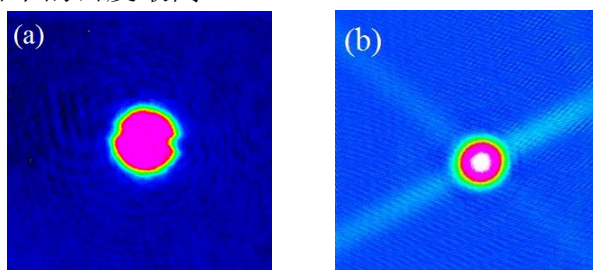


图 3.16 磁阱中激光堵漏原子和装入光阱后吸收成像图

注：(a)为磁阱蒸发后，绿光在成像前 1 ms 关闭的原子吸收成像图，(b)原子装入光阱后，飞行 3 ms 的吸收

成像图。

3.3.3.5 偶极阱束缚频率的测量

有很多不同的方法可以测量阱的束缚频率，原理是相似的。测量阱中的原子被激发通过调制阱的势能或者移动原子云的位置。原子激发后在阱中释放，原子会随着谐波势阱的频率振荡。根据原子数或者原子云的位置可以推导出束缚阱的频率。实验上一般使用两种方法测量束缚阱的频率。一种方法是质心振荡法^[163]，通过记录原子在阱中不同的位置变化，得到原子在阱的束缚频率有关。另一种方法是参量加热^[164]，偶极阱光束的功率在固定的时间内用不同的频率被调制。当外部的驱动频率是原子束缚阱频率的两倍时，发生共振，原子损耗。

实验上使用第一种方法测量了 ^{23}Na BEC 时的束缚频率。在原子的三个方向 x , y , z 方向分别加上一个线圈。在光阱蒸发结束得到 BEC 后,打开这个线圈的开关,然后等待一段时间,对钠原子在光阱中造成一个小小的扰动,使得原子偏离在光阱中原来的位置,原子在势阱中以光阱束缚频率振荡,对 x , y , z , 方向分别测量,如图 3.17 所示,得到原子在三个方向的束缚频率, $(\omega_x, \omega_y, \omega_z) = 2\pi \times (72, 114, 134)$ Hz。

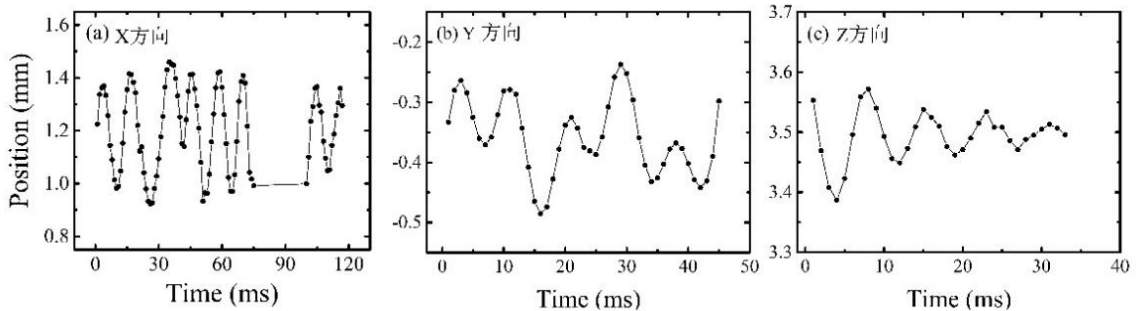


图 3.17 原子束缚频率测量曲线

注：原子在光偶极阱蒸发结束后，利用磁场振荡测量原子在 x, y, z 三个方向的束缚频率。

3.4 ^{23}Na 原子玻色爱因斯坦凝聚体的形成

3.4.1 光阱蒸发分别获得 $|1,1\rangle$ 态和 $|2,2\rangle$ 态 ^{23}Na BEC

实验上使用 OPT1 和 OPT2 两束交叉角度为 65° ，功率分别为 9 W 和 8.6 W 的 1064 nm 的激光。实验时序，如图 3.18 所示。在光堵漏磁阱蒸发第二步，打开光阱，缓慢的增加光阱功率，经过 3 s 的时间，光阱功率从 0 增加至最大值。为了提高光阱的装载效率在蒸发第四步利用 y 方向的地磁场使光堵漏磁阱不再对称，如图 3.16 所

示。蒸发结束后，关闭 532 nm 堵漏激光，四极磁场梯度 30 ms 降至 0，此时装入光阱的 $|2,2\rangle$ 态的钠原子数为 2.26×10^6 ，温度为 $5.73 \mu\text{K}$ ，此时光阱平均俘获频率为 $\omega = (\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3} = 2\pi \times 442 \text{Hz}$ ，在蒸发过程中，上下方向的地磁场开启大约 0.5 G，用于原子的上下方向探测成像。通过三步线性降低光阱的激光功率，在 8.5 s 的时间，两束激光功率降至 0.9 W 和 0.55 W，然后在光阱中等待 100 ms 的时间，得到了 ^{23}Na $|2,2\rangle$ 态 BEC，原子数为 2.5×10^5 。

为了将 Na 原子制备到 $|1,1\rangle$ 态，在四极磁场梯度降为 0，钠原子装入光阱后，在 20 ms 的时间东西方向的地磁场增加至 1 G 左右，用于钠原子的微波转态的偏置磁场，开启微波信号源，在 30 ms 的时间内微波信号频率从 1773.55 MHz 扫到 1774.05 MHz，(固定微波信号源频率 1768 MHz，使用 33250 信号源扫描频率从 5.55 MHz 到 6.05 MHz)，将 $|2,2\rangle$ 态钠原子转移至最低超精细态 $|1,1\rangle$ 态。微波转态后，剩余的 $|2,2\rangle$ 态钠原子使用共振光去除，关闭东西方向的偏置磁场，得到装入光阱的 $|1,1\rangle$ 态钠原子数为 2×10^6 ，温度为 $5.64 \mu\text{K}$ ，然后通过上述相同的蒸发过程得到了 Na 原子 $|1,1\rangle$ 态 BEC，原子数为 5×10^5 。

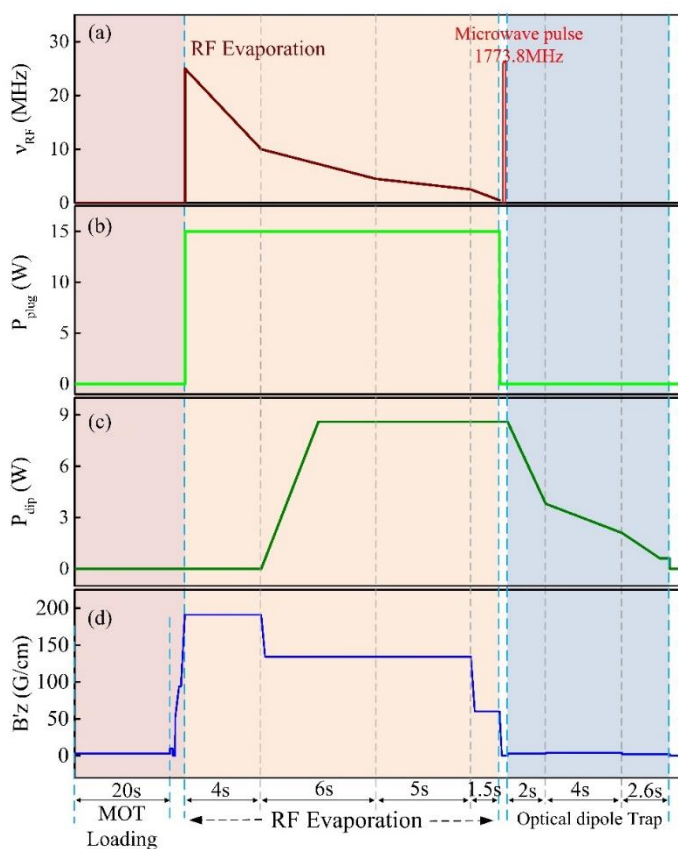


图 3.18 BEC 实验时序图

注：钠原子原子从 MOT 装载阶段到形成 BEC 过程时序图，包括射频蒸发频率、532 nm 激光、四极磁场梯

度、偶极激光功率时序图。

实验上判断形成 Na BEC 的判据是原子的双模分布 Bimodal 的形成，原子简谐势阱中，凝聚的 BEC 密度分布为抛物线分布，热原子密度分布为高斯分布，用于拟合原子在相变温度附近热原子和 BEC 共存的现象。采用的函数为^[165]拟合得到的光学密度曲线：

$$n_{th}(x) = OD_{th} \prod_{i=1}^3 e^{-x_i^2/x_{i,th,0}^2};$$

$$n_c(x) = OD_c \left(1 - \sum_{i=1}^3 \frac{x_i^2}{x_{i,c,0}^2}\right)$$
(3.21)

如图 3.19 所示，图中左侧(a-c)和(a1-c1)分别为|1,1>态和|2,2>态在光阱三步蒸发后中不同蒸发阶段对应的原子飞行吸收成像图，原子从热原子到双模分布到纯的 BEC 过程。(d)图为对应图(c) |1,1>态原子的密度双模分布图，(d1)图为|2,2>态对应图(c1)密度双模分布图。实验中用到的 mathematic 拟合程序参考附录。

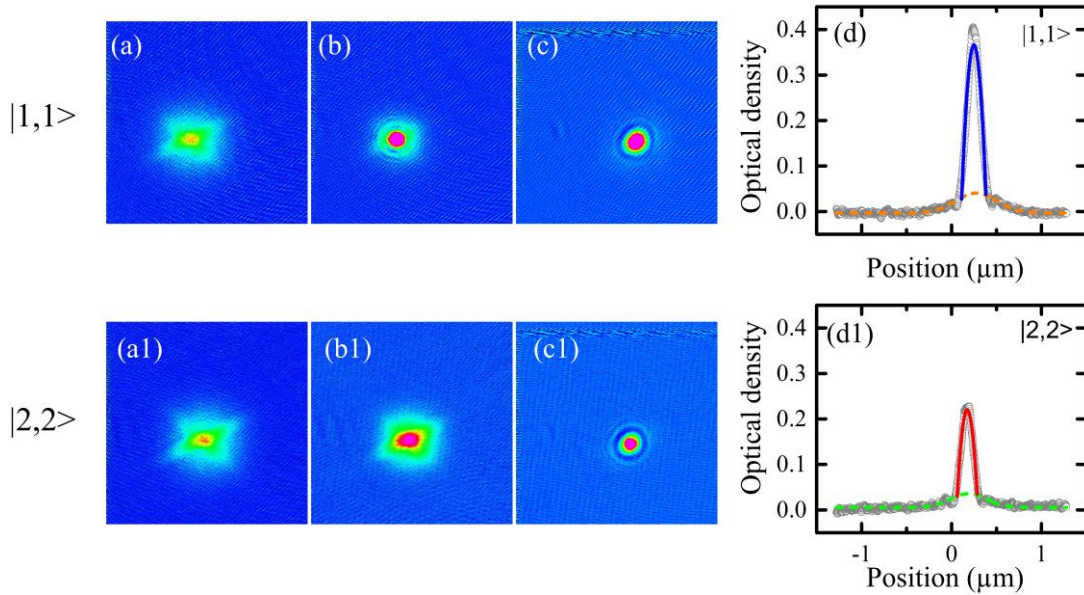


图 3.19 ²³Na BEC 吸收成像图

注：|1,1>态和|2,2>态 BEC 相变过程。(a-c)和(a1-c1)为光阱蒸发过程中不同光阱功率的原子成像图，(a) (b) 和 (a1) (b1)为原子团自由飞行 12 ms,(c)(c1)为自由飞行 30 ms 的吸收成像图。(d) 和(d1) 为几乎纯 BEC 飞行 30 ms 的吸收成像的密度双模分布图，纵轴密度为平面密度图在另外一个方向的积分。

另一个实验上判断形成 BEC 的判据是 BEC 的各向异性。在前面的测量中得到原子纵向的束缚频率大于水平方的束缚频率 ($w_z=134$ Hz; $w_x=72$ Hz)，初始原子云的

形状在纵向方向的尺寸较窄。原子在吸收成像飞行过程由于在密度梯度的排斥作用下，原子在强束缚方向的尺寸扩散速度加快，而在较弱束缚方向扩散速度缓慢^[166]。如图 3.20 所示，Probe 光沿着 y 方向的成像图，水平成像测量图。当原子从阱中释放，初始原子的横向尺寸大于纵向尺寸， $S_Y/S_X < 1$ ，随着飞行时间的加长，原子形状会变为圆形，然后 $S_Y/S_X > 1$ ，变为沿 z 方向加长的椭圆形。

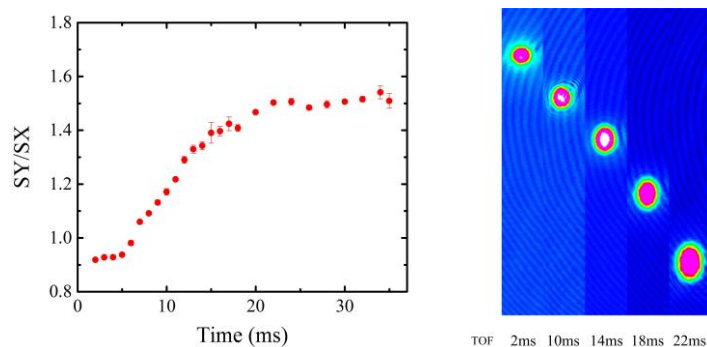


图 3.20 BEC 原子云飞行纵横比图，以及飞行成像图

在制备完成 BEC 后，实验上测量了原子在射频蒸发和光阱蒸发过程中原子数随原子温度的变化，在射频蒸发阶段为了优化在磁阱中原子的蒸发冷却的效率，比较了三种情况下的蒸发效率，蒸发效率可以表示为 $s = \log(N)/\log(T)$ ，实验上 s 值为线性拟合得到实验数据，如图 3.21 所示，灰色阴影区域为在射频蒸发，红色圆圈为光堵漏磁阱并且将磁阱 decompress 的蒸发效率 $s=1.03$ ，绿色圆圈为有光堵漏磁阱但没有 decompress 的蒸发效率 $s=1.15$ ，橘色三角形为在四极磁阱的蒸发效率 $s=2.99$ 。

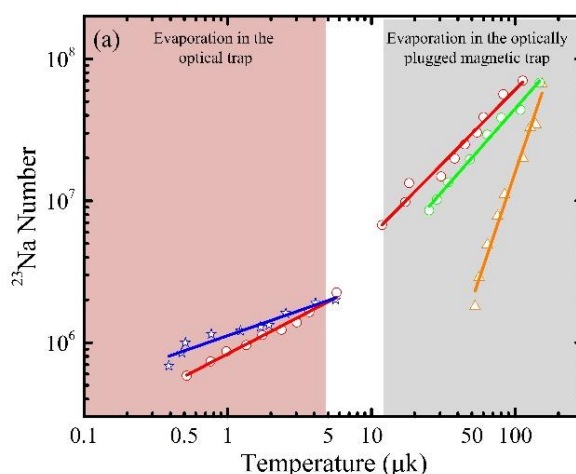


图 3.21 原子磁阱和光阱蒸发冷却过程中原子温度和原子数的曲线图

注：(a)形成 NaBEC 射频蒸发和微波蒸发过程，原子数和原子温度对应的关系图。其中在射频蒸发过程中，红线、绿线、黄线分别对应在光堵漏磁阱蒸发并且有 Decompress 过程、光堵漏磁阱蒸发没有 Decompress 过程、磁阱蒸发没有 Decompress 过程。(b)在光阱蒸发冷却过程原子的相空间密度和原子数对应图。空心红圆和蓝色五

角星对应钠原子的|2,2>态和|1,1>态。

为了对比钠原子|1,1>态和|2,2>态在相同蒸发条件下的蒸发效率，测量了在光阱蒸发阶段原子数随原子温度的变化，如图红色阴影所示，红色空心圆圈为|2,2>态 Na 原子在光阱中的蒸发效率 $s=0.5252$ ，蓝色空心星形为|1,1>态 Na 原子蒸发效率 $s=0.3546$ 。

如图 3.22 所示为原子相空间密度随原子数的变化曲线。原子转移到光阱，|2,2>态原子峰密度为 3.264×10^{13} ，相空间密度为 0.1147。|1,1>态原子峰密度为 2.95×10^{13} ，相空间密度为 0.1065。在光阱蒸发阶段会出现热原子和凝聚共存的现象，在计算相空间密度是指拟合了热原子的原子数和原子的温度。

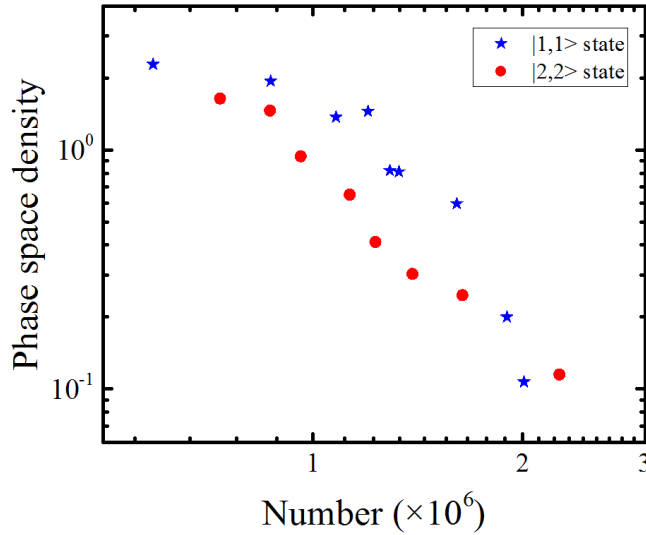


图 3.22 原子在光阱蒸发冷却过程中原子数和相空间密度的曲线图

3.4.2 原子相空间密度的计算

下面分两部分总结原子密度的计算，分别为热原子在磁阱和光阱中的相空间密度，玻色子凝聚时的原子密度计算^[150]。

第一部分为是热原子，分为磁阱和光阱的不同计算。

(1)原子俘获在磁阱中相空间密度的计算。原子在四极阱中相空间密度的计算，原子的势能可以表示为 $V(x, y, z) = -\mu_B \sqrt{(B'x/2)^2 + (B'y/2)^2 + (B'z/2)^2}$ ，热平衡后，原子数可以表示为： $N = \int_0^\infty n_0 e^{-\beta V(r)} d^3 r = 32\pi n_0 / (\beta \mu_B B')^3$ ，其中， n_0 为原子的峰密度， N_0 为总的原子数， B' 为磁场梯度， $\beta = 1/k_B T$ 。原子的相空间密度可以表示为：

$$D=n_0\lambda_{dB}^3=\frac{N_0(\beta\mu_B B)^3}{32\pi}\left(\frac{h}{\sqrt{2\pi mk_B T}}\right)^3 \quad (3.22)$$

(2)原子在光阱中相空间密度的计算。玻色子原子在简谐势阱中的势能和密度分布在前面原子吸收成像中已经介绍，原子的相空间密度可以表示为^[165]：

$$D=n_p\lambda_{dB}^3=n_p\left(\frac{h}{\sqrt{2\pi mk_B T}}\right) \quad (3.23)$$

其中， n_p 为原子峰密度 $n_p=N(m\bar{\omega}^2/2\pi k_B T)^{3/2}$ ； $\bar{\omega}$ 为光阱的平均束缚频率 $\bar{\omega}=(\omega_x\omega_y\omega_z)^{1/3}$ ； T 为原子温度； k_B 为玻尔兹曼常数； h 为普兰克常数； m 为原子质量。

第二部分为玻色子凝聚的相空间密度的计算。

对于玻色爱因斯坦凝聚体 BEC 时，原子的中心峰密度为^[102]：

$$n_0=N\mu/g \quad (3.24)$$

其中， g 为耦合常数， $g=4\pi\hbar^2 Na/M$ ， μ 为化学势能， $\mu=\hbar\bar{\omega}\times(15Na/a_{h0})^{2/5}/2$ ， a 为散射长度， $\bar{\omega}$ 为原子在阱中的振荡频率。 a_{h0} 为量子谐振子中高斯基态波函数的特征半径， $a_{h0}=\sqrt{\hbar/M\bar{\omega}}$ ， N 为 BEC 凝聚体的原子数。

3.4.3 $|1,1\rangle$ 态和 $|2,2\rangle$ 态钠原子不同的三体损耗

为了分析钠原子在两个超精细态的碰撞性质，分别测量钠原子 $|1,1\rangle$ 态和 $|2,2\rangle$ 态在装入光阱和 BEC 的原子寿命。原子数在阱中随时间的变化方程为^[167]：

$$\frac{dN}{dt}=-k_1N-k_2N\langle n\rangle-k_3N\langle n^2\rangle \quad (3.25)$$

其中 k_1 为单体损耗系数，主要是原子与背景气体的碰撞和在光阱中的光子散射； k_2 和 k_3 为两体和三体损耗系数，由于两体损耗率很小在实验上不再考虑。方程中 $\langle n^i\rangle=1/N\int n^{i+1}dV$ 为简谐势阱中的加权平均密度。表 6.1 为 $|1,1\rangle$ 态和 $|2,2\rangle$ 态 ^{23}Na 原子对应的不同散射长度以及对应的峰密度参数。

表 3.3 钠原子在光阱中的参数

a_0 (nm)	0.0529177		
$\bar{\omega}$ (Hz)	$2\pi\times 103.4375$		
	$ 2,2\rangle$ BEC		$ 1,1\rangle$ BEC
a (nm)[168]	$62.51a_0$	a	$52.98a_0$
Number	2.5×10^5	Number	5×10^5
n_0 峰密度 (cm^{-3})	9.17887×10^{13}	n_0 峰密度 (cm^{-3})	1.33753×10^{14}

(1) 对于热原子气体满足玻尔兹曼分布, $\langle n^2 \rangle = \frac{\sqrt{3}}{9} n_0^2$ 。

(2) 在简谐势阱中, BEC 的密度 $n(r) = n_0(1 - \frac{x^2}{R_x^2} - \frac{y^2}{R_y^2} - \frac{z^2}{R_z^2})$, BEC 可以近似

为一个球体 $V = 4\pi r^3/3$, 可以得到均方密度 $\langle n^2 \rangle = \frac{8}{21} n_0^2$, n_0 为峰值密度。

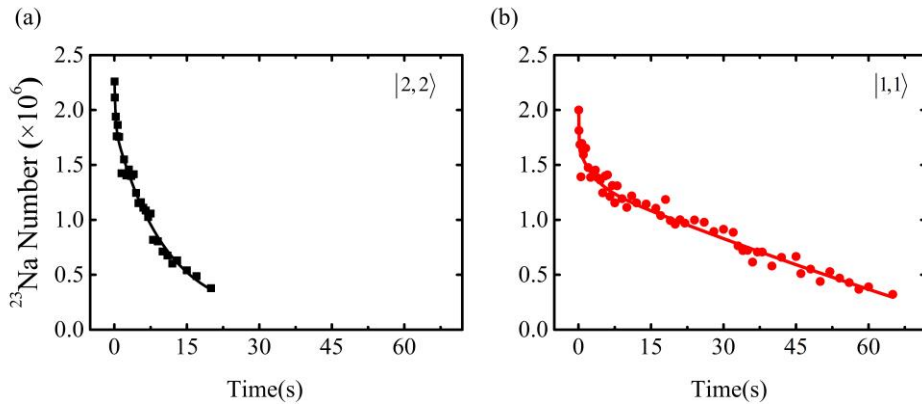


图 3.23 $|1,1\rangle$ 态和 $|2,2\rangle$ 态钠原子在光阱中的寿命

将得到的寿命 (原子数和时间曲线) 曲线进行拟合, 方程为:

$$N = N_0 + A_1 \times e^{-\frac{t-t_0}{t_1}} + A_2 \times e^{-\frac{t-t_0}{t_2}} \quad (3.26)$$

对方程求导得 $k_1 = 1/t_1$ 为单体损耗率; $k_3 \times \langle n^2 \rangle = 1/t_2$, k_3 为三体损耗率。

如图 3.23 所示为热原子在光阱中的寿命曲线, 可以看到在开始很短的时间原子数有很快的减少, 主要是三体损耗引起的损耗, 而后再较长时间是由单体损耗引起的原子数的指数减少。由上述方程拟合曲线可以得到原子的单体和三体损耗系数, 如表格中所示。

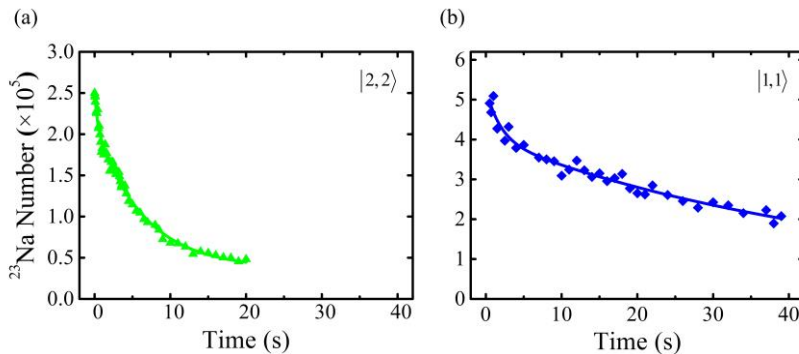


图 3.24 $|1,1\rangle$ 态和 $|2,2\rangle$ 态钠原子在 BEC 时的寿命

如图 3.24 所示为钠原子在 BEC 时, 飞行 30 ms, 在光阱中测量原子寿命的曲线。通过拟合原子在光阱中和 BEC 时的原子寿命, 得到了相应三体损耗率, 如下面 6.2 表格所示, 在热原子阶段 $|2,2\rangle$ 态和 $|1,1\rangle$ 态的三体损耗率一致没有相差很多, 但随着蒸发冷却原子的温度降低, $|2,2\rangle$ 态的单体损耗率为 $|1,1\rangle$ 态的 5.45 倍, $|2,2\rangle$ 态的三体损耗率为 $|1,1\rangle$ 态的 6.9 倍。

表 3.4 三体损耗参数

	$k_1(s^{-1})$	$k_3\langle n^2\rangle(s^{-1})$	$\langle n^2\rangle(cm^{-6})$	$k_3(cm^6 s^{-1})$
$ 1,1\rangle$	0.0162	5.02	$\frac{\sqrt{3}}{9} n_p^2$	2.98×10^{-26}
$ 2,2\rangle$	0.09558	4.48309		2.1855×10^{-26}
BEC $ 1,1\rangle$	0.029	0.5334784	$\frac{8}{21} n_p^2$	1.33×10^{-28}
BEC $ 2,2\rangle$	0.1583	2.88076		9.21×10^{-28}

3.5 小结

本章详细介绍了 ^{23}Na BEC 的实验实现过程, 选择钠原子 D_2 线和钾原子 D_1 线 Graymolasses 冷却原子温度。介绍了使用光泵浦技术将原子制备在磁阱俘获的能级上, 然后在光堵漏磁阱中进行蒸发冷却降低原子温度, 最后在光阱中蒸发冷却形成 BEC。介绍了不同冷却阶段的峰值密度和相空间密度计算方法。分别测量了原子在 $|1,1\rangle$ 态和 $|2,2\rangle$ 时, 在装入光阱阶段和在 BEC 阶段的原子寿命, 然后根据原子数随时间的损耗公式, 对比分析了原子的三体损耗率。

4 ^{23}Na 原子在 d 波 Feshbach 共振的集体振荡

本小节主要介绍 ^{23}Na 原子在 $F=1, m_F=1$ 态的 d 波 Feshbach 共振附近的研究，实验上将匀强磁场分别从两个方向线性扫描过穿越 d 波 Feshbach 共振，改变原子的散射长度，观察到 ^{23}Na BEC 的一种长寿命新的集体激发。通过测量原子激发后长时间的振荡幅度和衰减率，分析原子的寿命，得出了原子在弱束缚方向的振荡频率和光阱对于 ^{23}Na 原子束缚频率的关系。这种激发方式为宽频激发，为以后实验在不改变阱的束缚频率的条件下研究强相互作用的超冷量子气体的性质提供了一种新的方式。

4.1 研究背景

超冷原子气体为研究许多量子现象提供了理想的平台，由于在 Feshbach 共振附近，原子之间的相互作用可以精确调控。原子的集体激发是研究量子简并气体碰撞特性^[169]，状态方程以及玻色费米混合的多体动力学^[170]的重要工具。根据他们的特性，一般存在两种集体激发，一种是通过淬火或者调制磁阱或光阱的频率的压缩模式的激发^[170-173]，原子的体积和密度发生改变；第二种是表面模式，量子气体体积不改变，原子的位置、角度、以及形状发生变化，这种激发通过旋转阱的角度^[174]，通过磁场调制原子的散射长度^[175]，或者通过射频脉冲淬火原子之间的相互作用^[176]。

2019 年，中国科学技术大学陈宇翱小组观察了一种集体激发模式通过扫描外部磁场通过 ^{41}K 原子在 17 G 附近的 d 波势形(shape)共振激发的原子集体振荡，通过分析振荡幅度和原子数的关系，间接证明了 d 波分子的形成^[177]。

4.2 磁场穿越 d- Wave Feshbach 共振的集体振荡

4.2.1 $|1,1\rangle$ 态 ^{23}Na 原子的 Feshbach 共振

首先介绍实验上的磁场控制电路，原子装载使用的反亥姆霍兹线圈，在测量原子的 Feshbach 共振时，线圈切换为亥姆霍兹线圈。如图 4.1 所示，实验上使用四个开关设计了反亥姆霍兹线圈到亥姆霍兹线圈的切换，亥姆霍兹线圈产生的磁场的方向沿 z 轴。在磁阱蒸发结束后，30 ms 将四极磁场降为 0，关闭 S1 和 S2，然后打开 S3 和 S4，在实现 Na BEC 后，首先缓慢的将磁场增加至需要磁场的附近，如果从零磁

场增加到需要的值的过程中用示波器监视霍尔元件的电流会看到会有一小段上升又下降至电流稳定的过程。所以测量原子的 Feshbach 共振需要很快的将磁场扫描至需要的值，导致测量 Feshbach 共振谱出现多个峰的现象。

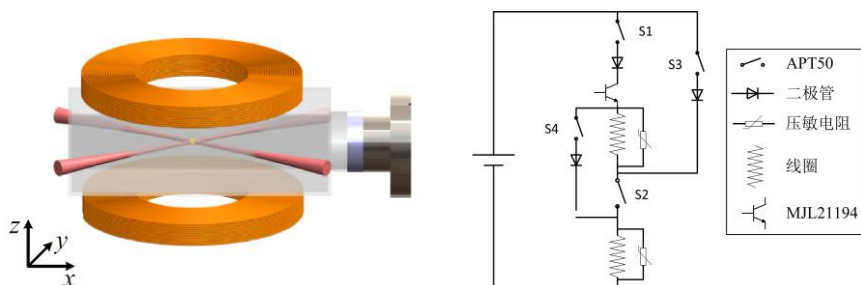


图 4.1 测量 Feshbach 共振实验系统和磁场电路控制

由于 Feshbach 共振宽度很窄，在测量过程中需要磁场的稳定，实验上选择电流源保持恒流，保证磁场的稳定。如图 4.2 所示为实验时序图，磁场在 50 ms 线性增加至 Feshbach 共振附近的磁场值 B_i ，等 100 ms 使磁场稳定，然后在 $t_r = 5\text{ms}$ 的时间线性增加磁场至需要的值 B_f ，等待一段时间 t_h 。使原子在 Feshbach 共振点 B_r ，原子数剩余 20% 左右。最后 5 ms 内迅速降低磁场至 0，然后关闭磁场，同时关闭偶极光阱，然后原子飞行 20 ms 吸收成像。

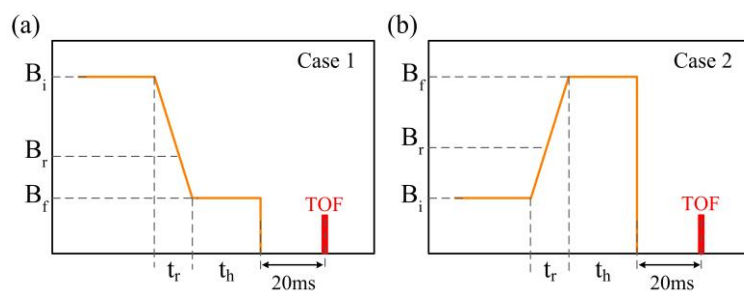


图 4.2 测量 Feshbach 共振位置的时序图

注：(a)(b)为实验上分别从两个方向扫描磁场的时序图，(c)为测量过程 B_i 需要选择合适的值，防止图中电流会有一个上去再下降再到的稳定过程，在稳定过程磁场会穿过 Feshbach 共振点，导致测量误差。

在测量原子集体激发前实验上通过测量原子数的损耗确定的 Feshbach 共振的位置，光阱蒸发得到钠原子的 BEC 原子数为 2.5×10^6 ，其中光阱的束缚频率为 $(\omega_x, \omega_y, \omega_z) = 2\pi \times (72, 114, 134)\text{Hz}$ ，如图 4.3 所示，测量了 ^{23}Na 原子低于 600 G 的三个 d 波和三个 g 波 feshbach 共振，其中 Feshbach 共振在 493.65 G 和 536.09 G 的两

个 Feshbach 共振磁场只需要等待的很短的时间便有很大的损耗，实验上看到原子损耗光谱的不对称性，实验上从不同方向扫描磁场，然后拟合原子数确定共振点。在 586.09 G 的 Feshbach 共振需要等 200 ms 才有原子损耗。剩下的三个 g 波共振有很低的原子损耗，507.9 G，508.74 G 需要等 5s，511 G 等待时间为 500 ms。图中的原子数做了归一化处理，共振点曲线通过高斯拟合得到。

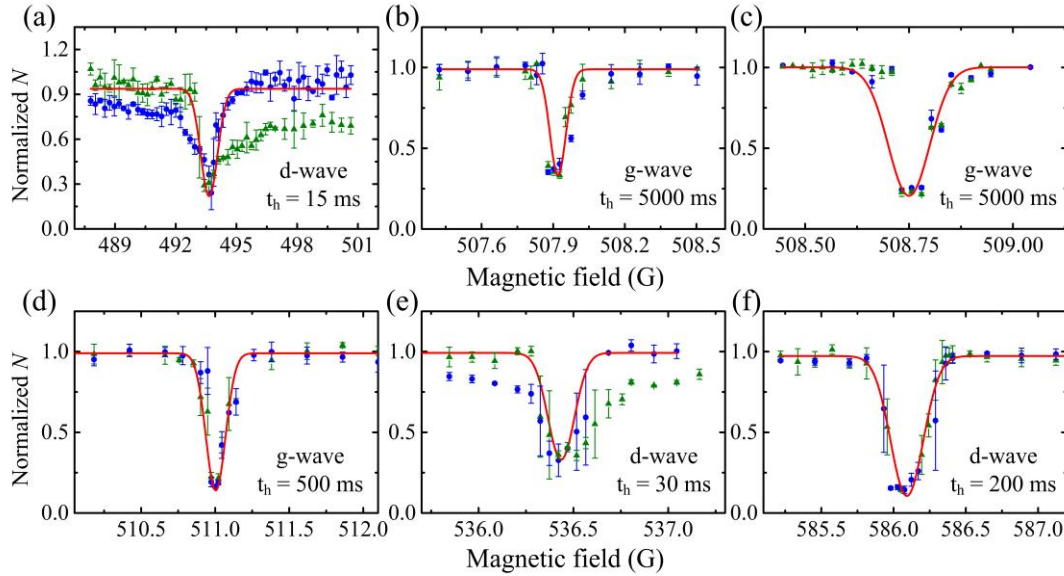


图 4.3 Na 原子 $|1,1\rangle$ 态 600 G 以内的 Feshbach 共振

注：图中蓝色点为磁场从高往低扫描，绿色点为磁场从低往高扫描，红色曲线为磁场拟合值。 t_h 为磁场等待的时间。

4.2.2 磁场穿越 d-Wave Feshbach 共振的集体振荡

确定了原子的 Feshbach 共振位置后，从原子 BEC 出发，选择三个 d 波 Feshbach 共振点看到了原子的集体激发。实验上在三个 g 波共振附近测量没有看到原子的激发。如图 4.4 所示，100 ms 的时间将磁场缓慢的从共振的一侧扫描至另一侧，固定初始磁场 B_i ，改变最后的磁场值 B_f ，测量原子沿 x 方向的尺寸和原子数，其中 s_x 为利用托马斯-费米结构拟合的原子云的直径。

在 493.65 G 和 536.43 G 的 d 波 Feshbach 共振点，如图 4.4(a)(b)，可以看到磁场没有穿过共振磁场时，原子数和相应的比例都没有变化，当磁场穿过 Feshbach 共振点后，原子数有很大的损耗，原子的形状也突然开始变化，激发了原子的集体振荡。主要是在 Feshbach 共振附近，散射长度 $a > 0$ 到 $a < 0$ ，而缓慢的扫描磁场从可以产生分子，导致分子态和原子态的耦合引起散射长度的变化导致原子的集体激发。图中上

侧为磁场从高到低穿越磁场共振，下侧为磁场从低到高穿越磁场共振。在 586.09 G 的 Feshbach 共振点，磁场扫描时间需要 500 ms 才能看到原子数的损耗，如图 4.4 (c1)(c2)所示，磁场穿过 Feshbach 共振后有很弱的激发。图中竖虚线为 Feshbach 共振点。实验上测量为原子自由飞行 20 ms，然后进行吸收成像在 x-y 平面。

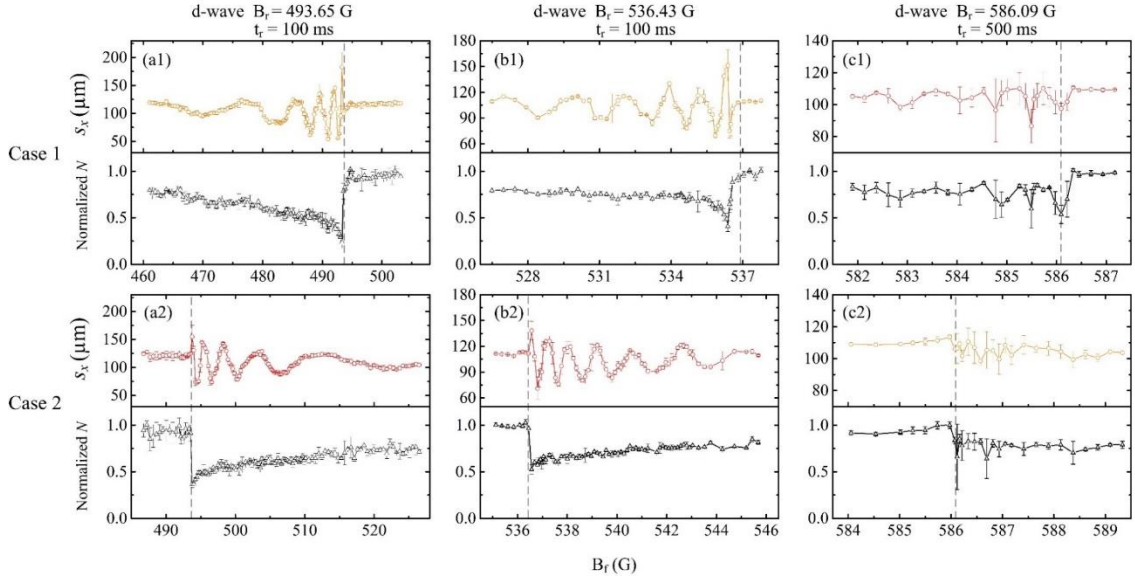


图 4.4 改变最终的磁场测量原子的横纵比 s_x/s_y 和相应原子数的变化。

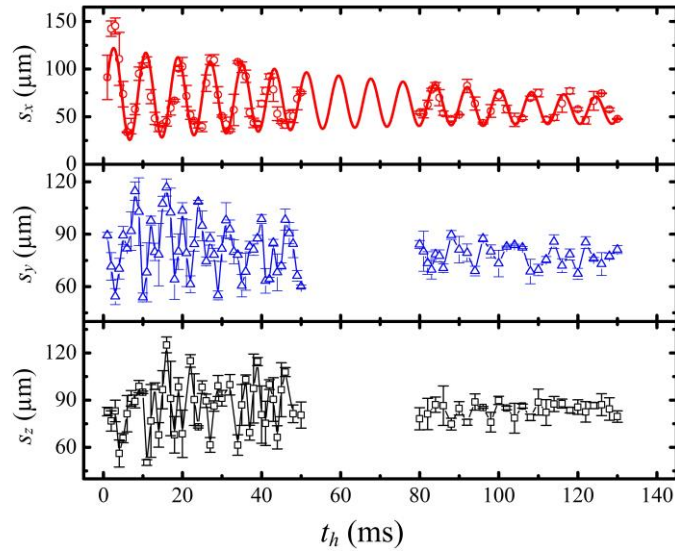
注：横坐标为改变最终的磁场测量原子在 x 方向的尺寸和相应原子数的变化。上侧和下侧对应磁场向下扫描和向上扫描。竖虚线为 Feshbach 共振位置。

首先，实验上研究了不同的光阱束缚频率对应的原子激发。并且观测了原子原子云在 x, y, z 三个方向的振荡规律，如图 4.5 所示，光阱的束缚频率为 $(\omega_x, \omega_y, \omega_z) = 2\pi \times (80, 136, 136)$ Hz，可以发现原子在弱束缚 x 方向可以通过方程 6.7 拟合有很规律的振荡，在另外两个方向 y, z 没有观察到规律的激发。这一实验结果主要是由于原子激发具有宽频激励特性，即在两个方向上同时激励多个高阶模态。为了进一步研究，实验上测量了原子不同的光阱的束缚频率，对应原子激发的振荡规律，观察所有情况下三个方向上的相似行为。

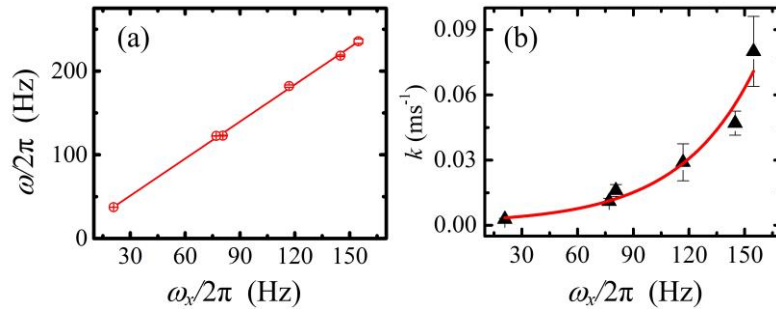
为了分析观察到的振荡频率和阻尼率，用如下方程对数据进行了拟合

$$s(t) = s_0 + lt_n + A \sin(\omega t_n + \phi) e^{-kt_n} \quad (4.1)$$

其中 s_0 为补偿值， l 为长时间引起的曲线倾斜斜率， A 为初始振荡幅度， ω 为振荡频率， ϕ 为初始相位， k 为在 e 指数振荡的阻尼速率。

图 4.5 磁场扫描共振点 BEC 原子在 x, y, z 三个方向原子的集体振荡

实验上测量了原子在弱束缚 x 方向（光阱的弱束缚方向）的振荡规律。如图 4.6 所示，实验上得到了 x 方向上的集体激发模式的振荡频率和阻尼率对原子束缚频率的依赖关系。图(a)通过线性拟合振荡频率 ω 和原子束缚频率 ω_x 的关系，得到 $\omega = 1.478\omega_x \approx \sqrt{2}\omega_x$ ，证明了四级模式在 x 方向的振荡起主导作用，对应的光阱束缚频率为 $\omega_{y,z}/\omega_x \in (1.5, 10)$ ，并且四级模式 $l=2$ 被激发。同时得到原子的衰减率 k 和原子的束缚频率频率呈 e 指数增长，如图 4.6 所示。

图 4.6 光阱束缚频率和 x 方向振荡频率的关系

注：图(a)横坐标为 ^{23}Na 原子在光阱中 BEC 时的光阱的束缚频率，纵坐标为原子在 x 方向的集体激发的振荡频率。其中 $\omega = \sqrt{2}\omega_x$ 。图(b)总坐标为不同束缚频率对应的 x 方向集体激发的原子的衰减率，呈指数关系的生长。

磁场从两个方向分别穿过 493.65 G 的 Feshbach 共振点，测量了原子云在光阱中等待不同的时间对应原子在 x 方向的直径 s_x 。如图 4.7 所示，(a)图测量起始磁场值

为 503.12 G，最终磁场值为 491.433 G。图(b)测量的起始磁场值为 485.83 G，最终磁场值为 494.47 G。磁场扫描时间为 100 ms。原子穿过 Feshbach 共振后，原子数剩余 45%，改变原子的等待时间，然后关闭磁场，原子自由飞行 20 ms 吸收成像。

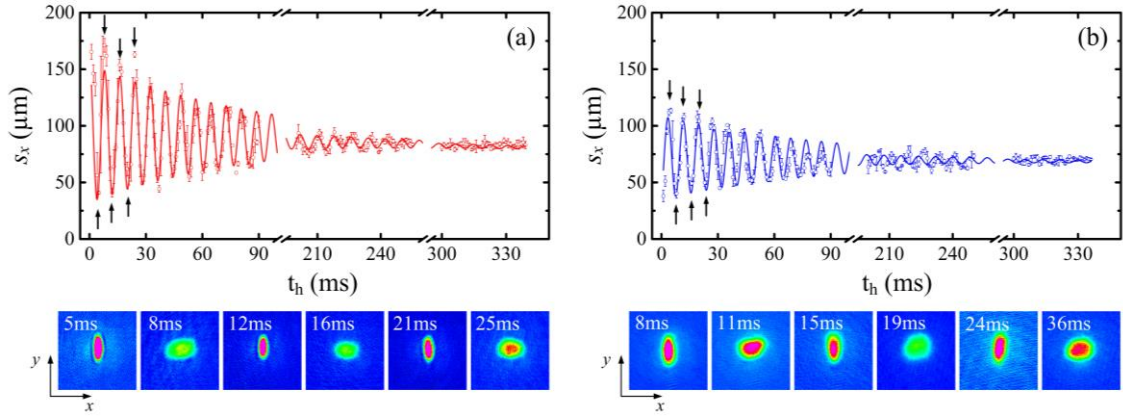


图 4.7 磁场扫描共振点 BEC 原子横纵比随时间的振荡

注：图(a)(b)分别代表磁场向上和向下穿过 Feshbach 共振点，磁场扫描速度分别为 116.87 G/s 和 86.4 G/s。

图中箭头对应下面图形的吸收成像图。实线为阻尼正弦曲线。

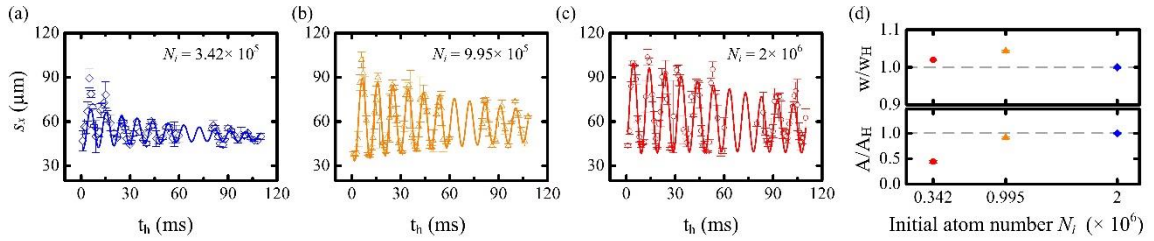


图 4.8 不同初始原子数对原子振荡频率和振荡幅度的影响。

注：图(a)(b)(c)分别为不同初始 BEC 原子数磁场扫描共振点横纵随时间的振荡，原子数分别为 3.42×10^5 ， 9.95×10^5 ， 2×10^6 。图中实线为阻尼正弦曲线。图(d)为不同原子数振荡频率和振荡幅度归一化曲线。

通过对数据的拟合得到，如图 4.7 中所示，拟合值和实验数据值不是很好的重合，是由于测量过程时间太长，1064 nm 激光功率有微小的抖动造成的。

对于两种不同方向扫描磁场，得到相同的数值。如图 4.7 (a)(b)原子的振荡频率为 8.05 ms， $\omega = 2\pi \times 123.9 \text{ Hz} \approx \sqrt{2}\omega_0$ ，其中 $\omega_0 = \sqrt{\omega_x \omega_y} = 90 \text{ Hz}$ 为光阱在水平面的平均束缚频率。呼吸模的振荡寿命为 100 ms，相应的衰减率为 $k \approx 0.011 \pm 0.001 \text{ ms}^{-1}$ 。

实验上也测量了原子的振荡频率和原子数有关系，如图 4.8(a)(b)(c)所示为，通过改变 Na 原子初始原子数的装载时间选择了三组不同初始原子数的 BEC，分别为

3.42×10^5 , 9.95×10^5 , 2×10^6 。按照上述相同的实验时序测量过了原子的振荡曲线。将拟合得到的振荡频率和振荡幅度以原子数 2×10^6 拟合得到的数值做归一化，相应的拟合数据如表 6.3 所示。可以得出原子的振荡频率与原子数无关，而振荡幅度随着原子数的增加而增加。

表 6.3 不同初始原子数对集体激发的影响

初始原子数	衰减率	振荡周期 (ms)	振荡幅度
3.42×10^5	0.015	9.5	0.225
9.95×10^5	0.0103	9.38	0.441
2×10^6	0.01125	9.78	0.52

4.2.3 磁场调制激发原子的集体振荡

实验上选择另外一种方式激发原子的振荡，在得到钠原子原子 $|1,1\rangle$ 态 BEC 后，将磁场扫描至原子共振附近 494 G，低于共振点 B_r ，等待 100 ms 稳定磁场，然后开启磁场调制信号 10 kHz 持续 20 ms，振荡幅度足够大以穿过 Feshbach 共振点。

如图 4.9(a) 所示，其中调制信号的频率和幅度通过信号发生器精确控制。然后关闭调制信号等待一段时间，关闭红外激光，原子自由飞行 25 ms 后，进行吸收成像。原子被激发后，原子数剩余 30%，原子横纵比和不同的等待时间的原子振荡曲线，如图 4.9(b) 所示，通过拟合曲线得到呼吸模的振荡周期为 9.14 ms，和上述测量的一致，振荡频率为 $\omega = 123.6 \text{ Hz}$ ，衰减率为 0.009 ms^{-1} ，振幅为 0.308。这种调制方法不同于磁场扫描改变原子的散射长度，实验上调制磁场穿过原子的共振点 B_r ，磁场的调制频率远远大于光阱的束缚频率。

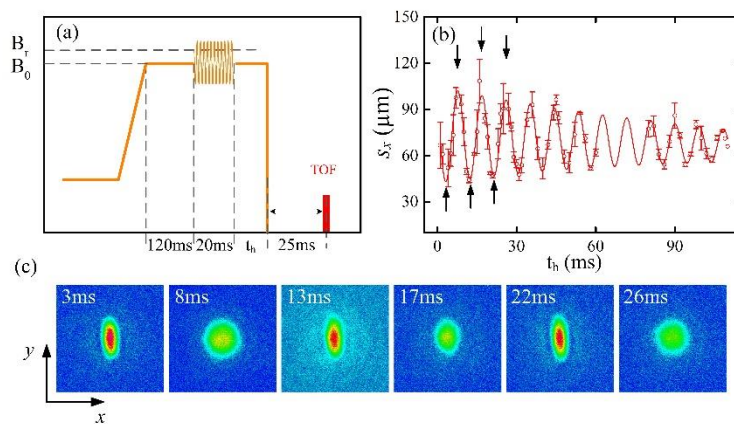


图 4.9 磁场调制激发原子的集体振荡

4.2.4 $|1,0\rangle$ 态 ^{23}Na 原子的集体振荡

首先在完成 BEC 后打开偏置磁场, 将钠 $|1,1\rangle$ 态的原子转移一半原子数至 $|1,0\rangle$ 态, 通过 Stern-Gerlach 成像, 然后提高磁场在 493.65 G 使用扫描磁场穿过 Feshbach 共振点激发 $|1,1\rangle$ 态原子的集体振荡, 如图 4.10 所示, 实验上观察 $|1,1\rangle$ 态的原子的集体激发的同时 $|1,0\rangle$ 态的原子是否有激发。Stern-Gerlach 成像不会影响原子的纵横比。从图中可以看到, $|1,0\rangle$ 态的原子在 x 方向有很规律的集体激发, 其中振荡周期为 9.46 ms, 衰减率为 0.012, 振荡幅度为 8.5, y 方向没有看到规律的振荡, 而 $|1,1\rangle$ 态的原子在 x y 方向的振荡没有规律。

实验上将原子钠 $|1,1\rangle$ 态的原子转移一半原子数至 $|1,-1\rangle$ 态, 观察发现, 由于 $|1,-1\rangle$ 和 $|1,1\rangle$ 态的原子有很强的自旋交换, 在增加磁场的过程中原子有很强的损耗。

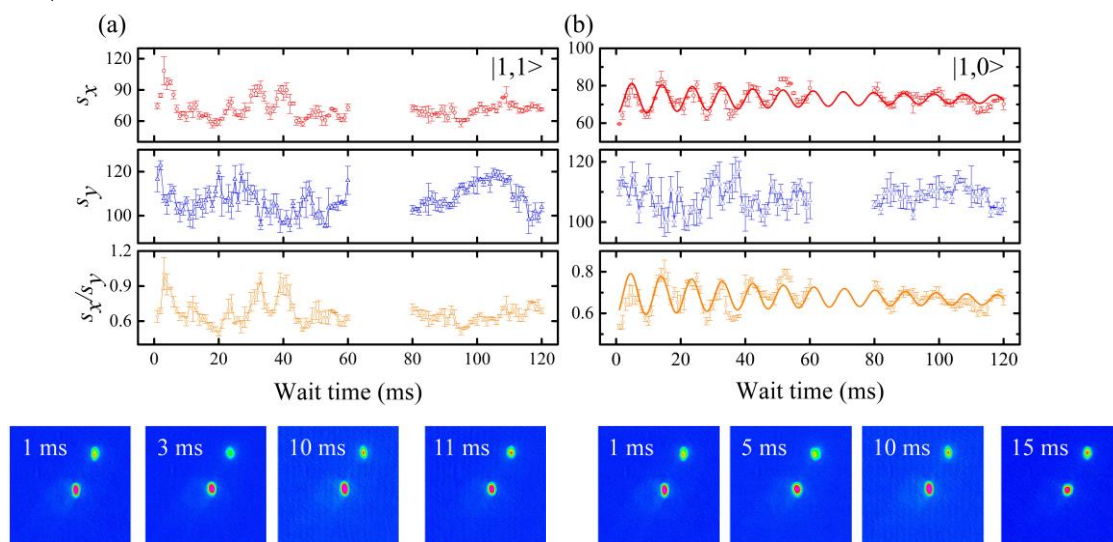


图 4.10 $|1,0\rangle$ 态原子的集体激发

4.3 小结

本章主要介绍了基于 Na BEC, 实验上观察到一种新的原子集体激发的表面模式, 首先测量了 Na 原子在 $|1,1\rangle$ 态时, 磁场在 600 G 以内的 6 个 Feshbach 共振, 磁场穿越原子 d 波 Feshbach 共振时, 观察到原子形状纵横比的改变, 测量了原子的振荡频率和振荡幅度, 然后测量了不同原子数对振荡频率和振荡幅度的影响。同时选择另外一种方式激发了原子的振荡。将磁场调制在 Feshbach 共振附近, 然后使用磁场调制信号 10 kHz, 观察到原子的集体激发, 最后分析了原子的振荡频率和振荡幅度。

5 ^{23}Na 和 ^{40}K 原子玻色费米混合气体的实验研究

本章将介绍基于玻色费米混合气体钠和钾原子展开的两个方向的实验研究。首先第一部分实验为 ^{23}Na - ^{40}K 原子协同冷却实现了玻色费米量子简并。第二部分研究了一种产生非平衡态玻色爱因斯坦凝聚的方法，钠原子提前达到 BEC 临界温度，发生量子相变。

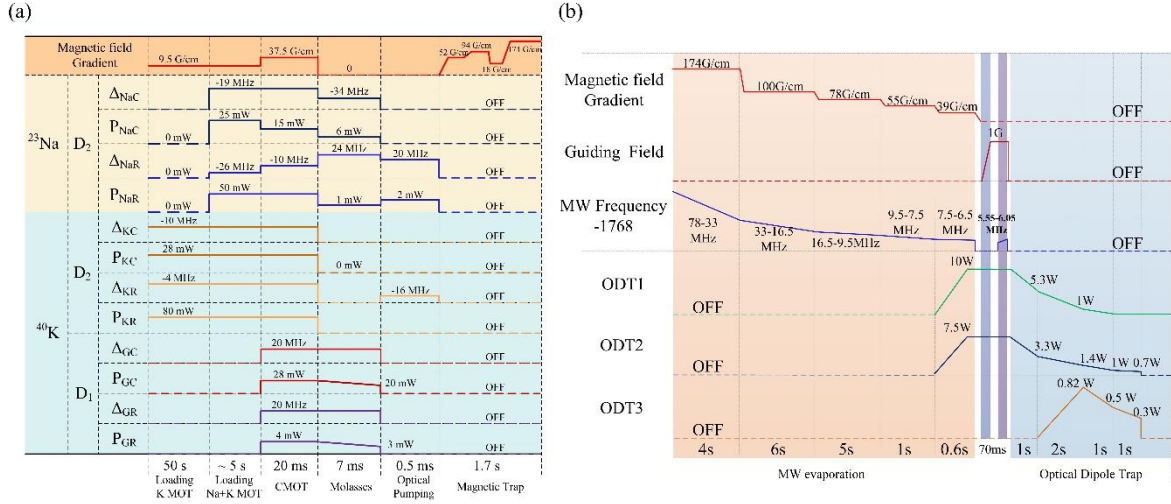
5.1 ^{23}Na 和 ^{40}K 量子简并混合气体

5.1.1 ^{23}Na 和 ^{40}K 协同冷却

实验上首先制备钠原子 BEC，然后开始 ^{23}Na - ^{40}K 的协同冷却，原子在光阱中的冷却实验时序，如图 5.1(a)所示，首先使用 Dark MOT 装载双原子， ^{40}K 原子装载 40s，然后开启 ^{23}Na 的 2D MOT 和 3D MOT 的 cooling 光装载 ^{23}Na 原子 6 s，分别经过前面介绍的压缩磁光阱，偏振梯度冷却，光泵浦，对钠原子进行自旋纯化和磁阱压缩过程将 ^{23}Na $|2,2\rangle$ 态和 ^{40}K $|9/2, 9/2\rangle$ 态装入磁阱中。在光堵漏磁阱蒸发过程，钠原子在实验上最先使用射频蒸发冷却得到钠原子的玻色爱因斯坦凝聚，由于钠和钾混合蒸发过程中会产生 $|2,1\rangle$ 和 $|2,0\rangle$ 态的钠原子会和 K $|9/2, 9/2\rangle$ 态原子发生非弹性碰撞，导致钾原子蒸发效率很低。

后来改为使用微波蒸发钠原子，微波信号诱导钠原子从 $|2,2\rangle$ 态跃迁至高场趋近态 $|1,1\rangle$ 态而不被磁阱俘获，同时协同冷却钾原子。如图 5.1(b)所示，经过 16.6 s 分五步蒸发，将微波信号从 78 MHz 扫描至 6.5 MHz（固定微波信号 1768 MHz，实际频率为 1768 MHz+扫描频率）。同时由于蒸发过程原子的密度逐渐提高而增加原子之间的三体损耗。

从蒸发第二部开始绝热的降低四极磁场梯度，首先 1ms 时间磁场从 174 G/cm 降低至 100 G/cm，等待平衡一段时间，原子碰撞达到热平衡，在蒸发第三步阶段进行 decompress 过程，500 ms 时间磁场从 100 G/cm 降低至 78 G/cm；在蒸发第四步阶段，200 ms 时间磁场从 78 G/cm 降低至 55 G/cm；在蒸发第五步阶段，200 ms 时间磁场从 55 G/cm 降低至 39 G/cm。此时在磁阱中 Na 和 K 原子的混合气体温度为 10 μK 左右，钠原子的原子数为 2.5×10^7 ，钾原子的原子数为 4.5×10^5 。如图 5.1(b)所示。


 图 5.1 ^{23}Na 和 ^{40}K 在磁阱中微波蒸发冷却和在光阱蒸发冷却时序图

5.1.2 交叉偶极阱蒸发冷却

在前面实现钠原子 BEC 过程已经介绍过偶极光阱的原理，由于随着蒸发冷却的进行原子的温度逐渐降低 ^{23}Na $|2,2\rangle$ 态和 ^{40}K $|9/2,9/2\rangle$ 态之间有强烈的三体损耗。对应的三体损耗方程^[160]:

$$\begin{aligned}
 &^{23}\text{Na} + ^{23}\text{Na} + ^{40}\text{K} \rightarrow ^{23}\text{Na}_2 + ^{40}\text{K} \\
 &^{23}\text{Na} + ^{23}\text{Na} + ^{40}\text{K} \rightarrow ^{23}\text{Na} + ^{23}\text{Na} + ^{40}\text{K} \\
 &\frac{dN_{\text{Na}}}{dt} = -\beta \int dr n(r,t)_{\text{Na}}^3 \\
 &\frac{dN_{\text{Na}}}{dt} = 2 \frac{dN_{\text{K}}}{dt} = -\beta_{\text{NaK}} \int dr n(r,t)_{\text{Na}}^2 n(r,t)_{\text{K}}
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

实验上无法实现 Na $|2,2\rangle$ 态和 K $|9/2,9/2\rangle$ 的量子简并，而磁阱可以俘获 Na $|1,-1\rangle$ 态的原子，但其与 K $|9/2,9/2\rangle$ 态之间有很强的自旋交换。而 Na $|1,1\rangle$ 态和 K $|9/2,9/2\rangle$ 态的原子可以在光阱中共存。

在磁阱中蒸发 Na $|2,2\rangle$ 态，原子转移至光阱后通过 LandauZener 扫描^[178]的方法将 Na 原子立即转移至 $|1,1\rangle$ 态，并且使用共振光将剩余 $|2,2\rangle$ 态的钠原子去除。具体步骤如图 5.1(b) 所示。和制备钠原子 BEC 不同的是，选择在磁阱蒸发最后一步打开光阱，300 ms 的时间光阱的功率增加至最大，磁阱蒸发结束后，关闭 532 nm 的激光，30 ms 四极磁场梯度从 39 G/cm 降至 0，关闭磁阱。然后打开微波信号源，10 ms 的时间将钠原子从 $|2,2\rangle$ 态转移至 $|1,1\rangle$ 态。

但实验上发现原子转移至光阱后 Na 和 K 原子数平衡后原子数很少。由于原子的三体损耗率和原子的密度成正比，所以使用两束交叉角度 5° 的光束俘获原子，

如图 5.2 所示, 增大俘获原子的体积, 降低原子的三体损耗率, 提高原子的俘获效率, 实验上计算了小角度激光的光阱阱深, 得到了钠原子原子在光阱轴向和径向的束缚频率 $\omega_a = 26 \text{ Hz}; \omega_r = 617 \text{ Hz}, U_0 = 73 \mu\text{K}$ 。由于原子在轴向的束缚频率太小无法通过蒸发冷却获得量子简并。

所以光阱激光光路原有的两束激光增加至三路, 激光光路如图 3.11 所示, 使用第二束 AOM 的零级光, 为了避免同频率两束激光产生干涉, 穿过 -65 MHz 的 AOM, 通过 OZ 光纤转移至真空气室附近, 在原子处的腰斑为 $70 \mu\text{m}$ 。作为实验上的第三束光阱。光阱改为小角度后, 原子装入大体积光阱, 测量了 Na $|2,2\rangle$ 态和 K $|9/2,9/2\rangle$ 态共存时 K 原子的寿命为 400 ms。转移钠原子至超精细基态到 $|1,1\rangle$ 态, K 原子的寿命为 8s。如图 5.3 所示。

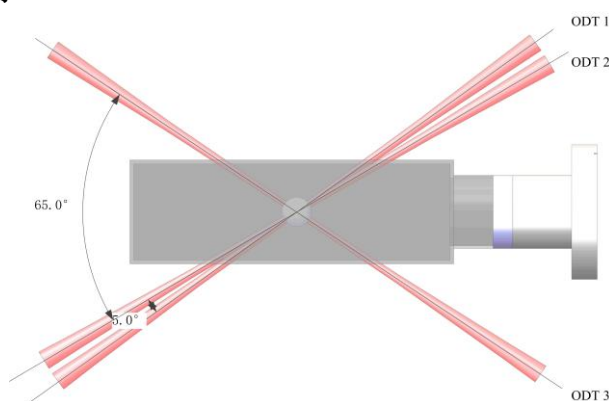


图 5.2 用于 ^{23}Na 和 ^{40}K 量子简并的 1064 nm 激光光路

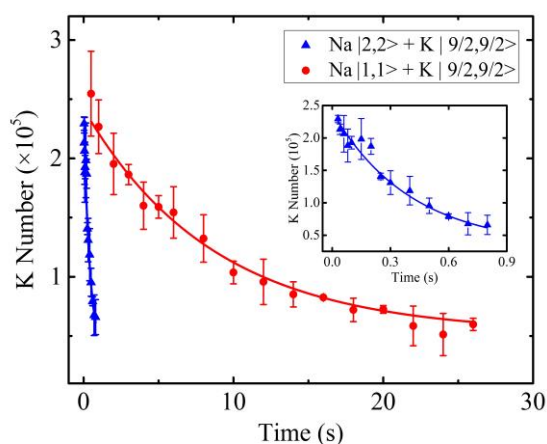


图 5.3 测量了 K 原子在光阱中的寿命

注: 在 Na $|1,1\rangle$ 态和 $|2,2\rangle$ 态分别和 K $|9/2,9/2\rangle$ 混合时, 测量钾原子的寿命。

5.1.3 量子简并的判据

实验上判断 Na 原子的 BEC 在前面介绍过。对于费米子，原子自由飞行服从费米狄拉克统计。为了定量的分析费米子的简并度，原子飞行展开后密度的一维空间分布为^[179]:

$$n(x) = -\left(\frac{1}{2\pi\beta^2\hbar^2\varpi^2}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{\sigma_1} \times 2\pi Li_{5/2}[-e^{\beta\mu} \times e^{-\frac{r_x^2}{2\sigma_x^2}}] \quad (5.2)$$

对应的吸收成像光学厚度为

$$OD(x) = \sigma n(x) = A \cdot Li_{5/2}[-\xi e^{-\frac{r_x^2}{2\sigma_x^2}}] \quad (5.3)$$

其中 Li_n 为 n 阶 polygamma 函数， $\beta = -1/k_B T$ μ 为化学势， A, σ_x, ξ 通过实验上拟合得到的值， σ_x 为 x 方向的空间密度， σ 为原子的吸收截面 $3\lambda^2/2\pi$ 。得到拟合方程后通过积分求得费米子的原子数，对应的费米温度为：

$$T_F = \frac{\hbar}{k_B} \varpi (6N)^{\frac{1}{3}} \quad (5.4)$$

通过拟合密度分布图费米气体的简并参数为

$$\frac{T}{T_F} = [-6Li_3[-\xi]]^{\frac{1}{3}} \quad (5.5)$$

5.1.4 光阱蒸发获得 ^{23}Na 和 ^{40}K 量子简并气体

原子装入光阱后，K 的原子数为 2.3×10^5 ，温度为 $7.5 \mu\text{K}$ 。接下来是在光阱中蒸发冷却降低原子温度。实验光阱蒸发通过分四个阶段线性降低光阱激光功率，如图 5.1(b) 所示，在光阱蒸发第二步打开第三束光阱，2 s 内光阱功率增加至 0.82 W，同时第一束光阱功率降至 1 W，在蒸发第三步第一束光阱功率降为 0，第二束激光和第三束激光夹角成 65° 进行继续降低光阱功率蒸发，最后光阱功率为 0.7 W 和 0.3 W。得到了 Na $|1,1\rangle$ 态和 K $|9/2,9/2\rangle$ 态的量子简并气体，Na 原子数为 2.59×10^5 ，其中凝聚部分的原子数为 8×10^4 ，热原子为 1.5×10^5 。K 原子数为 1.99×10^5 ， $T/T_F = 0.5$ ，对于钠原子的束缚频率 $(\omega_x, \omega_y, \omega_z) = 2\pi \times (78, 128, 149)$ Hz，对于钾原子的束缚频率 $(\omega_x, \omega_y, \omega_z) = 2\pi \times (98, 153, 182)$ Hz。

实验上通过改变钠原子的装载时间，测量了两种原子不同原子数平衡时的混合气体的飞行吸收成像，三组吸收成像图，如图 5.4 所示，从图中可以看出 ^{23}Na 和 ^{40}K

原子之间明显有强的吸引力相互作用，从图(b)(d)中，随着钠原子凝聚数目的增长，费米子会受到玻色子的强平均场的作用会出现双峰密度分布。如图 5.4 (d)(d) 中箭头标注所示。

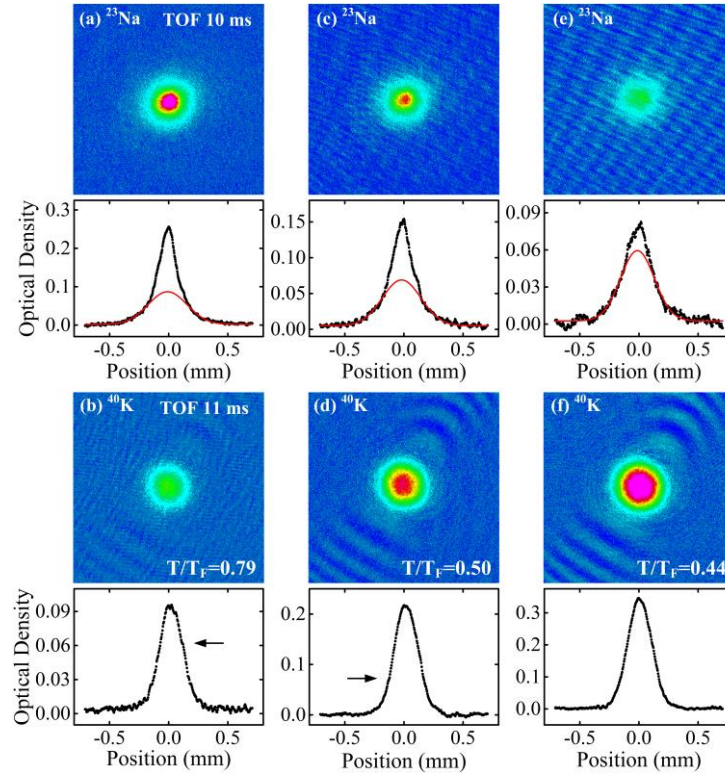


图 5.4 玻色子 ^{23}Na 和费米子 ^{40}K 量子简并吸收成像和密度分布图

注: (a)-(b), (c)-(d), (e)-(f)为对应的 ^{23}Na 和 ^{40}K 不同原子数平衡。(a) 3.41×10^5 ; (b) 0.812×10^5 ; (c) 2.59×10^5 ; (d) 1.99×10^5 ; (e) 1.63×10^5 ; (f) 3.17×10^5 。对应 ^{23}Na 原子飞行 10 ms, ^{40}K 原子飞行 11 ms 吸收成像图。图下方对应一维吸收成像积分密度分布。

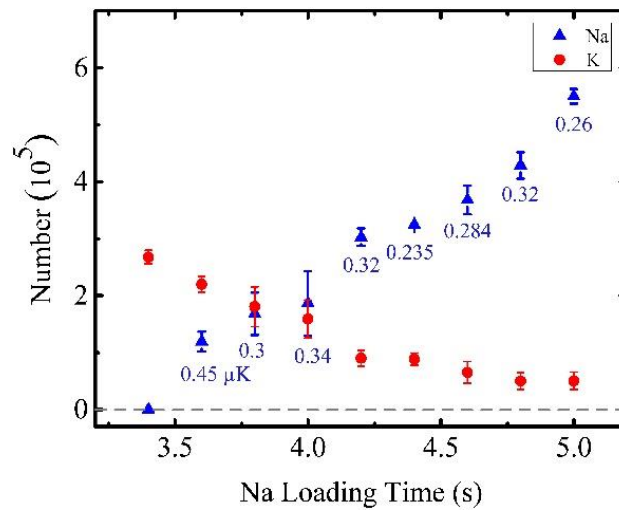


图 5.5 改变 ^{23}Na 原子的装载时间对应原子简并时的原子数图

得到 ^{23}Na 和 ^{40}K 量子简并气体后，实验上测量了 Na 原子在磁光阱中装载不同时间对应的简并时的原子数曲线，其中钾原子装载时间固定 40 s，如图 5.5 所示，只有很近的时间间隔 Na 和 K 的原子数有很好的平衡，所以后期在制备钠钾分子的实验过程，维持实验系统的稳定性很重要。

如图 5.6 所示，实验上测量了在微波蒸发和光阱蒸发不同阶段过程 ^{23}Na - ^{40}K 原子数和原子温度的关系图。原子在光堵漏磁阱蒸发结束后，16.6 s 的蒸发钠原子数为 2.5×10^7 , 12 μK ，相空间密度为 2×10^{-3} ，钾原子数为 4.5×10^5 , 13 μK ，相空间密度为 1×10^{-5} 。在磁阱蒸发期间钠原子的蒸发效率不受钾原子的影响。原子转入光阱后，光阱蒸发阶段 ^{40}K 原子的原子数没有减少，而原子温度逐渐降低，有很高的蒸发效率。钠原子由于装入小角度光阱后由于形状是“雪茄型”，超出了探测区域无法测量原子的温度，在蒸发第一步结束后，钠原子的原子数为 4.8×10^6 ，2.73 μK 。蒸发第二步，原子数为 1.14×10^6 ，2.18 μK 。蒸发第三步，原子数为 5.06×10^5 ，0.6 μK 。相比钾原子，钠原子在前两步的蒸发效率比较低，在蒸发后期 Na 原子温度为拟合了热原子所得。

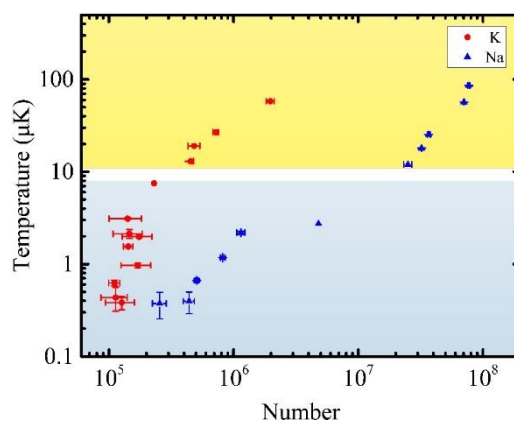


图 5.6 ^{23}Na 和 ^{40}K 在磁阱和光阱蒸发过程中原子温度对应的原子数

5.2 超临界量子气体的耗散蒸馏

本小节主要介绍在实验上实现了一种产生非平衡态玻色爱因斯坦凝聚的方法。将转移至光阱中的玻色子 ^{23}Na 浸入 K 磁光阱中，为钠原子提供了一个可靠的耗散源。通过结合耗散环境和蒸发冷却的作用，逐渐从钠原子云中蒸馏出非平衡钠玻色爱因斯坦凝聚体。

5.2.1 研究背景

实验中一般认为耗散是一种有害的机制，由于妨碍或者干扰整个系统的研究，最

近实验上发现如果很好的利用耗散，能够用来产生新的物态^[180-181]，例如，控制量子比特^[182]，产生纠缠量子态^[183]，蒸馏量子特性^[184]等。尤其是当实验系统脱离平衡状态时，耗散可以帮助达到参数空间的区域^[189]。2020年，伯明翰大学物理与天文学院首次实验上应用开放的多体量子系统^[185]，通过将超冷气体温度为500 nk的 ^{87}Rb 原子浸入到一个受控的耗散环境 ^{39}K 的磁光阱温度为1 mk，实验得到长时间的不平衡状态，其中凝聚物高于平衡时候的值，甚至在高于原子临界温度时产生BEC。在高于临界温度的条件下，增加超临界的BEC，其中实验耗散蒸馏的示意图如图5.7所示，在Rb蒸发最后一步打开 ^{39}K 的MOT，从而导致Rb受控耗散环境的影响。2021年模拟了一个被困在光镊中的单个原子浸入到不同种类的超冷热原子气体中相互作用的热化过程^[186]，如图(b)，由于两者之间的碰撞，原子的振动状态发生改变，并且证明是一个有效的方案冷却单个俘获的原子。

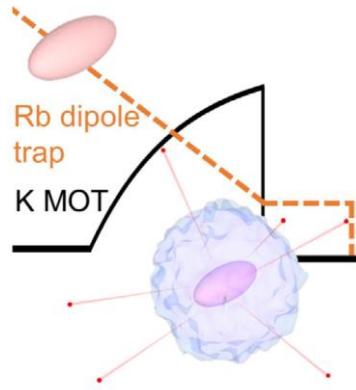


图 5.7 Rb 原子的耗散蒸馏系统

图片来源：图取自^[185]。

5.2.2 凝聚分离和标准温度

在三维简谐势阱中，平衡状态时玻色气体之间的相互作用的凝聚部分服从温度的函数^[187-189]:

$$F = \frac{N_0}{N} = \begin{cases} 1 - \tau^3 - \eta\tau^2(1 - \tau^3)^5 & \text{for } T < T_c \\ 0 & \text{for } T > T_c \end{cases} \quad (5.6)$$

其中， T 为原子云的温度， $T_c = 0.94\hbar\omega N^{1/3} / k_B$ 为原子临界温度， $\tau = T / T_c$ ， N_0 为凝聚部分的原子数， N 为总的原子数， ω 为阱的平均束缚频率， $\eta = 2.15(aN^{1/6} / a_{ho})^{2/5}$ ， a 为s波散射长度， $a_{ho} = (\hbar / m\omega)^{1/2}$ 为量子谐振子中高斯基态波函数的特征半径， m 为

原子质量。原子在光阱中通过降低光阱的功率从而降低势阱深度进行蒸发冷却使能量高的原子排除阱外，所以 ω, N 不是恒定的值，随着蒸发的进行 T_c 的值逐渐降低，在蒸发优化结束后 ω, N 的减少很少。

5.2.3 实验设计

在实验上将钠原子从磁阱转移至两束 1064 nm 交叉光阱中，两束光阱交叉 65° ，然后原子在光阱中蒸发，在蒸发第一步结束后时间为 1s，开始第二步蒸发，时间为 2s，同时开始装载 K 原子，打开 K 的 2D MOT 磁场、Push 光、以及 3D MOT 俘获光，装载 K 原子，然后等待 20 ms，关闭光阱，原子自由飞行 20 ms 进行吸收成像。实验时序如图 5.8 所示，图中红色线为 1064 nm 光强，100%为激光全部功率两束激光分别为 9 W、8 W，在钠原子装入光阱，从 $|2,2\rangle$ 态转到 $|1,1\rangle$ 态后，关闭偏置磁场，然后打开四极磁场，光阱开始蒸发。正常不加 K MOT，光阱蒸发一步结束后，Na 原子温度大约为 $2 \mu\text{K}$ ，蒸发第二步结束后，原子温度大约 $1 \mu\text{K}$ 。而钾原子 MOT 阶段的温度在大约 1 mK 左右，温度远大于 Na 原子的温度和光阱阱深，所以此时阱中 Na 和 K 之间大多数的碰撞导致 Na 原子从偶极阱中损失。

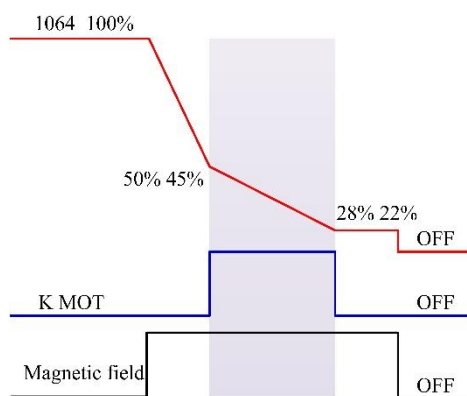


图 5.8 实验时序图。

注：红线为 1064 nm 的激光功率，百分号代表实际功率占总功率的比值。蓝线为 K MOT 开关，黑线为为四极磁场的开关。

实验上测量了是否开启 K MOT 对应不同原子数是否有量子相变，原子会出现双峰结构，从图 5.9 中可以看出，横坐标为原子数，纵坐标 0 代表吸收成像原子没有双峰结构，1 代表原子有凝聚，吸收成像有明显的双峰结构，红点为正常蒸发，蓝色三角形为在蒸发第二步开启 K 磁光阱，图中图片为在总原子数都为 1.25×10^6 时是否

开启钾原子磁光阱对应的吸收成像图，左边的图片为在蒸发第二步开启 K MOT，右边图片为正常蒸发。得到了原子的凝聚体、热原子数和总原子原子数的关系图。如图 5.10 所示，图中实线为根据方程拟合的曲线。可以看出，在同样条件下，开启钾原子磁光阱会原子的凝聚体会高于正常平衡时候的值。

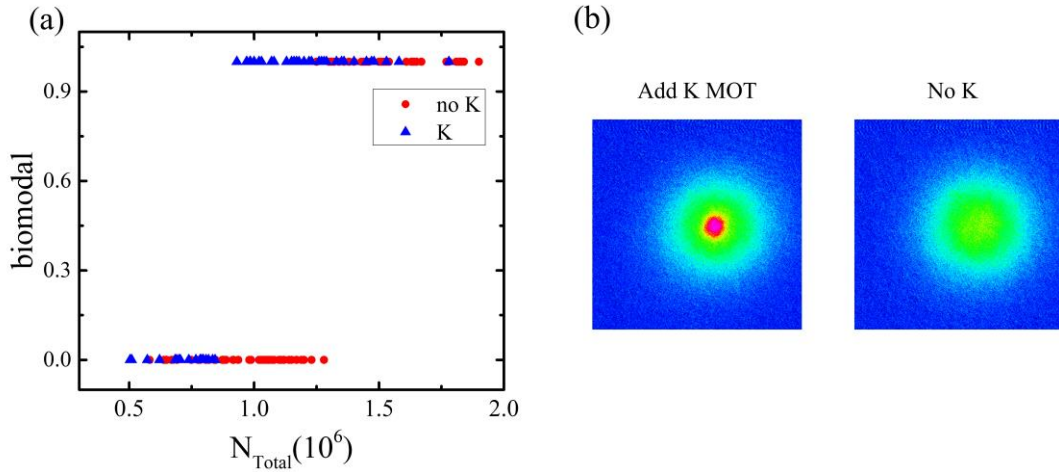


图 5.9 在蒸发第二步开启钾 MOT 原子吸收成像图

注：(a)在光阱蒸发是否开启钾原子 MOT，对应原子吸收成像是否有双峰结构，0 代表没有，1 代表有明显的双峰。蓝色三角形和红色圆点分别代表是否开启 K MOT。(b) 为 Na 总原子数都为 1.25×10^6 时，是否开启 K MOT 对应的原子吸收成像图。

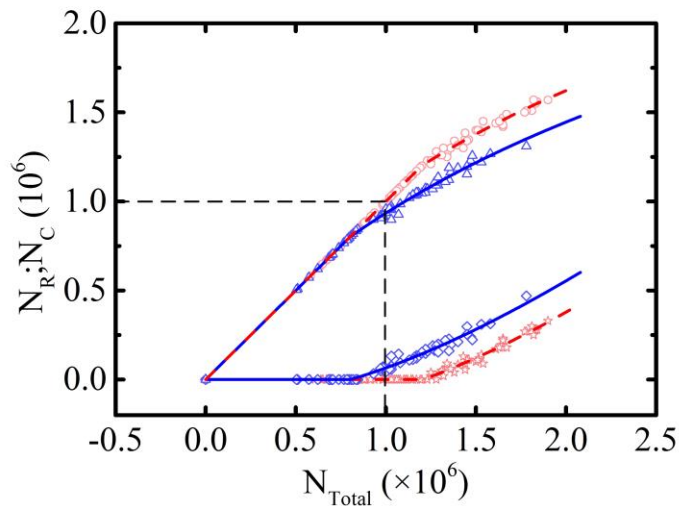


图 5.10 Na 原子凝聚体、热原子数对应总原子原子数示意图

注：图中红色圆点和星形分别代表正常蒸发时(无耗散)的热原子和凝聚部分的原子数曲线，蓝色三角形和菱形分别代表在蒸发过程开启 K MOT(有耗散) 情况时的热原子和凝聚体和总原子数的曲线图。

如图 5.11 所示, 实验上测量对比了是否开启 K MOT 对 Na 原子寿命的影响。分别在蒸发第一步和蒸发最后一步打开装载钾, 对应的实验时序如图右侧, 测量 NaBEC (图 a) 和热原子(图 b)在光阱中的寿命。从图中可以看出当 K 原子存在时, Na 原子数比正常蒸发时更快的速度减少。

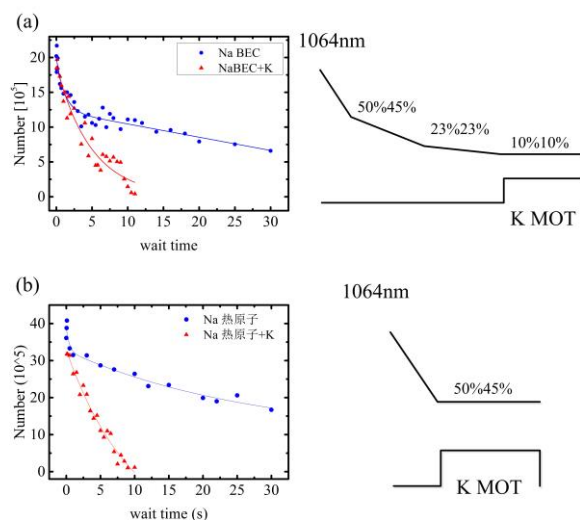


图 5.11 原子寿命示意图

注: 测量了是否开启 K MOT, 对 Na 原子寿命的影响。(a)图为在 Na 原子蒸发第四步在 BEC 时开启 K MOT, (b)图为在蒸发第一步开启 K MOT。

5.3 小结

本章介绍了基于钠和钾原子玻色费米混合气体展开的两个方向的实验研究。

第一个研究为通过 Na K 协同冷却实现了量子简并, 相比实现可 Na BEC, 在这部分有很多的改进, 改为了小角度的光阱装载原子增加原子数, 降低原子密度, 减少三体损耗率。并且在光阱中测量了钠原子不同能级和钾原子共存时, 钾原子的寿命。通过光阱蒸发最后得到了双原子不同原子数平衡的量子简并气体。

第二部分研究了一种产生非平衡态玻色爱因斯坦凝聚的方法, 在 Na 原子光阱蒸发第一步然后打开 K 原子磁光阱, 钠原子提前达到 BEC 临界温度, 发生量子相变。

6 结论

本文主要讨论了 ^{23}Na - ^{40}K 玻色费米量子简并的实验过程。此工作为后续超冷分子的研究奠定了基础。由于 ^{23}Na ^{40}K 分子的化学性质稳定, 实现振转能级和超精细能级都处于基态 ^{23}Na ^{40}K 分子对于以后的研究有很重要的意义。在写论文期间, 实验上已经初步实现基态分子, 目前正在优化分子数阶段。论文工作主要介绍了以下三方面的内容。

1、理论原理和相关实验设备与技术。

(1) 介绍了用于俘获 ^{23}Na - ^{40}K 原子的真空系统、激光光路设计、激光冷却技术、偏振梯度冷却和蒸发冷却技术。测量了俘获原子的相关参数。包括真空系统的设计、用于俘获原子所用的激光的频率、阱中的原子数、温度以及饱和吸收谱线。

(2) 实验上观察到选择 ^{23}Na 原子 D_2 线激光跃迁通过 Gray Molasses 技术将原子冷却至 $56\ \mu\text{K}$ 。首先介绍了 Gray molasses 冷却的相关原理, 测量了 Cooling 光相对于 $F=2 \rightarrow F'=2$ 蓝失谐 $24\ \text{MHz}$, 并且双光子失谐为 0 , 冷却作用时间为 $3.5\ \text{ms}$, cooling 光光强是 repump 光的 2 倍时, 原子有最低温度 $56\ \mu\text{K}$ 。此结果为后续制备 ^{23}Na 原子基态 $F=2, m_F=2$ 态上 BEC 提供了实验基础。同时, ^{40}K 原子选择 D_1 线激光跃迁使用 Gray Molasses 技术冷却。

2、基于 ^{23}Na 原子 BEC 开展的实验研究。

(1) 在光阱中通过蒸发冷却成功制备了 ^{23}Na 原子的玻色爱因斯坦凝聚体。 $|2,2\rangle$ 态原子数为 2.5×10^5 , $|1,1\rangle$ 态 BEC 原子数为 2.5×10^5 。通过测量原子在光阱和 BEC 时的寿命, 得到了在 $|1,1\rangle$ 态和 $|2,2\rangle$ 态原子在不同温度下的三体损耗率。在光阱中两者的三体损耗率没有很大的区别, 随着蒸发冷却原子温度的降低, 原子的三体损耗率越大, 在 BEC 时, $|2,2\rangle$ 态原子的三体损耗率是 $|1,1\rangle$ 态的 6.9 倍。

(2) 研究了 Feshbach 共振激发的原子集体振荡现象。基于 $|1,1\rangle$ 态 Na BEC, 测量了磁场在 $600\ \text{G}$ 以内的 Feshbach 共振, 磁场在向上和向下穿越 ^{23}Na Feshbach 共振时, 原子出现了长时间的呼吸模振荡。通过测量原子在 x, y, z 三个方向原子的尺寸, 得到原子在光阱束缚频率最弱的方向有规律的振荡激发, 由于激发方式为宽频激发, 其他两个方向不是单一频率的激发。同时对比了不同初始原子数对激发振荡的影响, 发现振荡频率不发生变化, 而振荡幅度随着原子数的增加而增加。同时使用磁场

共振调制的方法也激发了原子的振荡，振荡频率和磁场穿过 Feshbach 共振相比不发生改变。

3、基于 ^{23}Na - ^{40}K 原子开展的实验研究。

(1) 通过协同冷却实现了玻色子 ^{23}Na 和费米子 ^{40}K 的量子简并。在光阱中分别测量了 ^{23}Na 原子 $|1,1\rangle$ 态和钾原子 $|9/2,9/2\rangle$ 态共存时，钾原子的寿命为 8 s, $|2,2\rangle$ 态和钾原子 $|9/2,9/2\rangle$ 态混合时寿命为 0.4 s。通过光阱蒸发最后得到了两种原子在不同原子数平衡时的量子简并气体。

(2) 研究了一种产生非平衡态玻色爱因斯坦凝聚的方法，观测了在临界气体的耗散蒸馏。在 ^{23}Na 原子光阱蒸发第一步然后打开 ^{40}K 原子磁光阱，测量了在临界温度时总原子数和凝聚部分以及热原子的示意图，得出在开启 ^{40}K MOT 使 ^{23}Na 原子提前达到 BEC 临界温度，发生量子相变。

在此系统上后续开展的研究工作：实现 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 振转基态分子，下一步将开展超冷化学反应，量子信息等方面的研究。

参考文献

- [1] ANDERSON M H, ENSHER J R, MATTHEWS M R, et al. Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor[J]. *Science*, 1995, 269(5221): 198-201.
- [2] 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.
- [3] METCALF H, VAN DER STRATEN P. Cooling and trapping of neutral atoms[J]. *Physics reports*, 1994, 244(4-5): 203-286.
- [4] 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.
- [5] LEGGETT A J. Diatomic molecules and Cooper pairs[M]//*Modern trends in the theory of condensed matter*. Springer, Berlin, Heidelberg, 1980: 13-27.
- [6] KETTERLE W, ZWIERLEIN M W. Making, probing and understanding ultracold Fermi gases[J]. *La Rivista del Nuovo Cimento*, 2008, 31(5): 247-422.
- [7] INGUSCIO M, KETTERLE W, SALOMON C. Ultra-cold Fermi gases[M]. IOS press, 2008.
- [8] CHIN C, GRI MM R, JULIENNE P, et al. Feshbach resonances in ultracold gases[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2010, 82(2): 1225.
- [9] REGAL C A, GREINER M, JIN D S. Observation of resonance condensation of fermionic atom pairs[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 92(4): 040403.
- [10] 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.
- [11] DANIEL ADAM STECK. Sodium D Line Data. <http://steck.us/alkalidata>.
- [12] TIECKE T G. Properties of potassium[J]. University of Amsterdam, The Netherlands, Thesis, 2010: 12-14.
- [13] PHILLIPS W D, METCALF H. Laser deceleration of an atomic beam[J]. *Physical Review Letters*, 1982, 48(9): 596.

- [14] CHU S, HOLLBERG L, BJORKHOLM J E, et al. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure[J]. *Physical Review Letters*, 1985, 55(1): 48.
- [15] CHU S, COHEN-TANNOUJDI C, PHILLIPS W D. The Nobel Prize in Physics. <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1997/summary/> (1997).
- [16] 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.
- [17] CORNELL E A, KETTERLE W, WIEMAN C E. The Nobel Prize in Physics. <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2001/summary/> (2001).
- [18] HOLLAND M J, DEMARCO B, JIN D S. Evaporative cooling of a two-component degenerate Fermi gas[J]. *Physical Review A*, 2000, 61(5): 053610.
- [19] SCHRECK F, FERRARI G, CORWIN K L, et al. Sympathetic cooling of bosonic and fermionic lithium gases towards quantum degeneracy[J]. *Physical Review A*, 2001, 64(1): 011402.
- [20] 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.
- [21] BARTENSTEIN M, ALTMAYER A, RIEDL S, et al. Crossover from a molecular Bose-Einstein condensate to a degenerate Fermi gas[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 92(12): 120401.
- [22] BOURDEL T, KHAYKOVICH L, CUBIZOLLES J, et al. Experimental study of the BEC-BCS crossover region in lithium 6[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 93(5): 050401.
- [23] GREINER M, REGAL C A, JIN D S. Probing the excitation spectrum of a Fermi gas in the BCS-BEC crossover regime[J]. *Physical Review Letters*, 2005, 94(7): 070403.
- [24] SAGE J M, SAINIS S, BERGEMAN T, et al. Optical production of ultracold polar molecules[J]. *Physical Review Letters*, 2005, 94(20): 203001.
- [25] DEIGLMAYR J, GROCHOLA A, REPP M, et al. Formation of ultracold polar molecules in the rovibrational ground state[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 101(13): 133004.
- [26] VITEAU M, CHOTIA A, ALLEGRINI M, et al. Optical pumping and vibrational

- cooling of molecules[J]. *Science*, 2008, 321(5886): 232-234.
- [27] DALIBARD J, GERBIER F, JUZELIŪNAS G, et al. Colloquium: Artificial gauge potentials for neutral atoms[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2011, 83(4): 1523.
- [28] GALITSKI V, JUZELIŪNAS G, SPIELMAN I B. Artificial gauge fields with ultracold atoms[J]. *Physics Today*, 2019, 72(1).
- [29] ZWIERLEIN M W, ABO-SHAER J R, SCHIROTZEK A, et al. Vortices and superfluidity in a strongly interacting Fermi gas[J]. *Nature*, 2005, 435(7045): 1047-1051.
- [30] TANZI L, LUCIONI E, FAMÀ F, et al. Observation of a dipolar quantum gas with metastable supersolid properties[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 122(13): 130405.
- [31] GROSS C, BLOCH I. Quantum simulations with ultracold atoms in optical lattices[J]. *Science*, 2017, 357(6355): 995-1001.
- [32] PARK J W, YAN Z Z, LOH H, et al. Second-scale nuclear spin coherence time of ultracold $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ molecules[J]. *Science*, 2017, 357(6349): 372-375.
- [33] YOUNG A W, ECKNER W J, MILNER W R, et al. Half-minute-scale atomic coherence and high relative stability in a tweezer clock[J]. *Nature*, 2020, 588(7838): 408-413.
- [34] 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.
- [35] STELLMER S, PASQUIOU B, GRI MM R, et al. Laser cooling to quantum degeneracy[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(26): 263003.
- [36] HU J, URVOY A, VENDEIRO Z, et al. Creation of a Bose-condensed gas of ^{87}Rb by laser cooling[J]. *Science*, 2017, 358(6366): 1078-1080.
- [37] URVOY A, VENDEIRO Z, RAMETTE J, et al. Direct laser cooling to Bose-Einstein condensation in a dipole trap[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 122(20): 203202.
- [38] VULETIĆ V, CHIN C, KERMAN A J, et al. Degenerate Raman sideband cooling of trapped cesium atoms at very high atomic densities[J]. *Physical Review Letters*, 1998, 81(26): 5768.
- [39] KERMAN A J, VULETIĆ V, CHIN C, et al. Beyond optical molasses: 3D Raman

- sideband cooling of atomic cesium to high phase-space density[J]. *Physical Review Letters*, 2000, 84(3): 439.
- [40] CORNISH S L, THOMPSON S T, WIEMAN C E. Formation of bright matter-wave solitons during the collapse of attractive Bose-Einstein condensates[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96(17): 170401.
- [41] 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.
- [42] 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.
- [43] GUO M, PFAU T. A new state of matter of quantum droplets[J]. *Frontiers of Physics*, 2021, 16(3): 1-4.
- [44] ALEXANDROV A S, DEVREESE J T. *Advances in polaron Physics*. (springer,2010)
- [45] LANDAU L D, PEKAR S I. Effective mass of a polaron[J]. *Zh. Eksp. Teor. Fiz*, 1948, 18(5): 419-423.
- [46] BLOCH I, DALIBARD J, ZWERGER W. Many-body physics with ultracold gases[J]. *Reviews of modern physics*, 2008, 80(3): 885.
- [47] SCHIROTZEK A, WU C H, SO MMER A, et al. Observation of Fermi Polarons in a Tunable Fermi Liquid of Ultracold Atoms. *Physical Review Letters*, 2009, 102(23):230402.
- [48] NASCIMBÈNE S, NAVON N, JIANG K J, et al. Collective Oscillations of an Imbalanced Fermi Gas: Axial Compression Modes and Polaron Effective Mass. *Physical Review Letters*, 2009, 103:170402.
- [49] KOSCHORRECK M, PERTO D, VOGT E, et al. Attractive and repulsive Fermi polarons in two dimensions. *Nature*, 2012, 485(7400):619-622.
- [50] KALAS R M, BLUME D. Interaction-induced localization of an impurity in a trapped Bose-Einstein condensate[J]. *Physical Review A*, 2006, 73(4): 043608.
- [51] CUCCHIETTI F M, TI MMERMANS E. Strong-coupling polarons in dilute gas Bose-Einstein condensates[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96(21): 210401.
- [52] TEMPERE J, CASTEELS W, OBERTHALER M K, et al. Fey nman path-integral

- treatment of the BEC-impurity polaron[J]. *Physical Review B*, 2009, 80(18): 184504.
- [53] YAN Z Z, NI Y, ROBENS C, et al. Bose polarons near quantum criticality[J]. *Science*, 2020, 368(6487): 190-194.
- [54] RUI J, YANG H, LIU L, et al. Controlled state-to-state atom-exchange reaction in an ultracold atom-dimer mixture[J]. *Nature Physics*, 2017, 13(7): 699-703.
- [55] HU M G, LIU Y, GRIMES D D, et al. Direct observation of bimolecular reactions of ultracold KRb molecules[J]. *Science*, 2019, 366(6469): 1111-1115.
- [56] CARR L D, DEMILLE D, KREMS R V, et al. Cold and ultracold molecules: science, technology and applications[J]. *New Journal of Physics*, 2009, 11(5): 055049.
- [57] 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.
- [58] 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.
- [59] ZELEVINSKY T, KOTOCHIGOVA S, YE J. Precision test of mass-ratio variations with lattice-confined ultracold molecules[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(4): 043201.
- [60] MOSES S A, COVEY J P, MIECNIKOWSKI M T, et al. Creation of a low-entropy quantum gas of polar molecules in an optical lattice[J]. *Science*, 2015, 350(6261): 659-662.
- [61] PHILLIPS W D. Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms[J]. *Reviews of Modern Physics*, 1998, 70(3): 721.
- [62] WU Y, BURAU J J, MEHLING K, et al. High phase-space density of laser-cooled molecules in an optical lattice[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 127(26): 263201.
- [63] NORRGARD E B, MCCARRON D J, STEINECKER M H, et al. Submillikelvin dipolar molecules in a radio-frequency magneto-optical trap[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 116(6): 063004.
- [64] STUHL B K, SAWYER B C, WANG D, et al. Magneto-optical trap for polar molecules[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 101(24): 243002.
- [65] HU MMON M T, YEO M, STUHL B K, et al. 2D magneto-optical trapping of diatomic molecules[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(14): 143001.

- [66] JONES K M, TIESINGA E, LETT P D, et al. Ultracold photoassociation spectroscopy: Long-range molecules and atomic scattering[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2006, 78(2): 483.
- [67] HUTZLER N R, LU H I, DOYLE J M. The buffer gas beam: An intense, cold, and slow source for atoms and molecules[J]. *Chemical Reviews*, 2012, 112(9): 4803-4827.
- [68] VAN DE MEERAKKER S Y T, BETHLEM H L, MEIJER G. Taming molecular beams[J]. *Nature Physics*, 2008, 4(8): 595-602.
- [69] PREHN A, IBRÜGGER M, GLÖCKNER R, et al. Optoelectrical cooling of polar molecules to submillikelvin temperatures[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 116(6): 063005.
- [70] DING S, WU Y, FINNERAN I A, et al. Sub-Doppler cooling and compressed trapping of YO molecules at μK temperatures[J]. *Physical Review X*, 2020, 10(2): 021049.
- [71] JURGILAS S, CHAKRABORTY A, RICH C J H, et al. Collisions between ultracold molecules and atoms in a magnetic trap[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 126(15): 153401.
- [72] MCCARRON D J, STEINECKER M H, ZHU Y, et al. Magnetic trapping of an ultracold gas of polar molecules[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(1): 013202.
- [73] CHEUK L W, ANDEREGG L, AUGENBRAUN B L, et al. Λ -enhanced imaging of molecules in an optical trap[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(8): 083201.
- [74] ANDEREGG L, CHEUK L W, BAO Y, et al. An optical tweezer array of ultracold molecules[J]. *Science*, 2019, 365(6458): 1156-1158.
- [75] 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.
- [76] DE MARCO L, VALTOLINA G, MATSUDA K, et al. A degenerate Fermi gas of polar molecules[J]. *Science*, 2019, 363(6429): 853-856.
- [77] PARK J W, WILL S A, ZWIERLEIN M W. Ultracold dipolar gas of fermionic na 23 k 40 molecules in their absolute ground state[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 114(20): 205302.
- [78] DANZL J G, MARK M J, HALLER E, et al. An ultracold high-density sample of rovibronic ground-state molecules in an optical lattice[J]. *Nature Physics*, 2010, 6(4):

- 265-270.
- [79] 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.
- [80] GUO M, ZHU B, LU B, et al. Creation of an ultracold gas of ground-state dipolar $^{23}\text{Na}^{87}\text{Rb}$ molecules[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 116(20): 205303.
- [81] ZHANG Z, CHEN L, YAO K X, et al. Transition from an atomic to a molecular Bose-Einstein condensate[J]. *Nature*, 2021, 592(7856): 708-711.
- [82] SEEßELBERG F, BUCHHEIM N, LU Z K, et al. Modeling the adiabatic creation of ultracold polar $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ molecules[J]. *Physical Review A*, 2018, 97(1): 013405.
- [83] YANG H, ZHANG D C, LIU L, et al. Observation of magnetically tunable Feshbach resonances in ultracold $^{23}\text{Na}^{40}\text{K} + ^{40}\text{K}$ collisions[J]. *Science*, 2019, 363(6424): 261-264.
- [84] YANG H, WANG X Y, SU Z, et al. Evidence for the association of triatomic molecules in ultracold $^{23}\text{Na}^{40}\text{K} + ^{40}\text{K}$ mixture[J]. *Nature*, 2022, 602(7896): 229-233
- [85] ŻUCHOWSKI P S, HUTSON J M. Reactions of ultracold alkali-metal dimers[J]. *Physical Review A*, 2010, 81(6): 060703.
- [86] LAMPORESI G, DONADELLO S, SERAFINI S, et al. Compact high-flux source of cold sodium atoms[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2013, 84(6): 063102.
- [87] CHIKKATUR A P. Colliding and Moving Bose-Einstein Condensates: Studies of superfluidity and optical tweezers for condensate transport[R]. 2004.
- [88] BERGEMAN T, EREZ G, METCALF H J. Magnetostatic trapping fields for neutral atoms[J]. *Physical Review A*, 1987, 35(4): 1535.
- [89] PRITCHARD D E. Cooling neutral atoms in a magnetic trap for precision spectroscopy[J]. *Physical Review Letters*, 1983, 51(15): 1336.
- [90] 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.
- [91] SHERSON J F, WEITENBERG C, ENDRES M, et al. Single-atom-resolved fluorescence imaging of an atomic Mott insulator[J]. *Nature*, 2010, 467(7311): 68-72.
- [92] PYRAGIUS T. Developing and building an absorption imaging system for Ultracold

- Atoms[J]. arXiv preprint arXiv:1209.3408, 2012.
- [93]杨欢, 基于 ^{23}Na - ^{40}K Feshbach 分子可控超冷化学反应研究[D], 博士论文, 中国科学技术大学, 2017.
- [94]TOWNSEND C G, EDWARDS N H, COOPER C J, et al. Phase-space density in the magneto-optical trap[J]. *Physical Review A*, 1995, 52(2): 1423.
- [95]王义遒. 原子的激光冷却与陷阱[M]. 北京: 北京大学出版社, 2007.
- [96]卫栋, ^{87}Rb - ^{40}K 玻色费米混合气体磁光阱的实验研究[D]. 山西大学, 2007
- [97]陈海霞, ^{87}Rb - ^{40}K 玻色费米混合气体量子简并的实现[D]. 山西大学, 2009
- [98]熊德志, ^{87}Rb - ^{40}K 玻色费米混合气体在磁阱和光阱的操控[D]. 山西大学, 2010
- [99]MEYRATH T P. Experiments with Bose-Einstein condensation in an optical box[M]. The University of Texas at Austin, 2005.
- [100]XIAOKE LI. Coherent Heteronuclear Spin Dynamics in an Ultracold Spinor Mixture[D], The Chinese University of Hong Kong, 2015.
- [101]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.
- [102]FOOT C J. Atomic physics[M]. OUP Oxford, 2004.
- [103]TIECKE T G, GENSEMER S D, LUDEWIG A, et al. High-flux two-dimensional magneto-optical-trap source for cold lithium atoms[J]. *Physical Review A*, 2009, 80(1): 013409.
- [104]CASTILHO P C M, PEDROZO-PENAFIEL E, GUTIERREZ E M, et al. A compact experimental machine for studying tunable Bose–Bose superfluid mixtures[J]. *Laser Physics Letters*, 2019, 16(3): 035501.
- [105]BARKER D S, NORRGARD E B, KLIMOV N N, et al. Single-beam Zeeman slower and magneto-optical trap using a nanofabricated grating[J]. *Physical Review applied*, 2019, 11(6): 064023.
- [106]PANDEY K, RATHOD K D, SINGH A K, et al. Atomic fountain of laser-cooled Yb atoms for precision measurements[J]. *Physical Review A*, 2010, 82(4): 043429.
- [107]JIANG J, ZHAO L, WEBB M, et al. Simple and efficient all-optical production of spinor condensates[J]. *Physical Review A*, 2013, 88(3): 033620.
- [108]NOSSKE I, COUTURIER L, HU F, et al. Two-dimensional magneto-optical trap as a

- source for cold strontium atoms[J]. *Physical Review A*, 2017, 96(5): 053415.
- [109]任珂娜, 师振莲, 孟增明, 等. 激光冷却俘获中性钠原子的实验研究[J]. *山西大学学报 (自然科学版)*, 2018, 1.
- [110]FORT C, BAMBINI A, CACCIAPUOTI L, et al. Cooling mechanisms in potassium magneto-optical traps[J]. *The European Physical Journal D-Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, 1998, 3(2): 113-118.
- [111]CATANI J. A New Apparatus for ultracold K-Rb Bose-Bose atomic mixtures[D]. PhD thesis, *Universita degli studi di Firenze*, 2006.
- [112]MARCASSA L, BAGNATO V, WANG Y, et al. Collisional loss rate in a magneto-optical trap for sodium atoms: Light-intensity dependence[J]. *Physical Review A*, 1993, 47(6): R4563.
- [113]TELLES G, ISHIKAWA T, GIBBS M, et al. Light-induced atomic desorption for loading a sodium magneto-optical trap[J]. *Physical Review A*, 2010, 81(3): 032710.
- [114]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*, 2016, 65(8): 083701.
- [115]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.
- [116]BARKER D S, NORRGARD E B, SCHERSCHLIGT J, et al. Light-induced atomic desorption of lithium[J]. *Physical Review A*, 2018, 98(4): 043412.
- [117]ANDERSON B P, KASEVICH M A. Loading a vapor-cell magneto-optic trap using light-induced atom desorption[J]. *Physical Review A*, 2001, 63(2): 023404.
- [118]ALEXANDROV E B, BALABAS M V, BUDKER D, et al. Light-induced desorption of alkali-metal atoms from paraffin coating[J]. *Physical Review A*, 2002, 66(4): 042903.
- [119]KLEMP T, VAN ZOEST T, HENNINGER T, et al. Ultraviolet light-induced atom desorption for large rubidium and potassium magneto-optical traps[J]. *Physical Review A*, 2006, 73(1): 013410.
- [120]EXTAVOUR M H T, LEBLANC L J, SCHUMMER T, et al. Dual-Species Quantum Degeneracy of ^{40}K and ^{87}Rb on an Atom Chip[C]//*AIP Conference Proceedings*. American Institute of Physics, 2006, 869(1): 241-249.

- [121]MIMOUN E, DE SARLO L, JACOB D, et al. Fast production of ultracold sodium gases using light-induced desorption and optical trapping[J]. *Physical Review A*, 2010, 81(2): 023631.
- [122]TELLES G, ISHIKAWA T, GIBBS M, et al. Light-induced atomic desorption for loading a sodium magneto-optical trap[J]. *Physical Review A*, 2010, 81(3): 032710.
- [123]TANAKA H, IMAI H, FURUTA K, et al. Dual magneto-optical trap of sodium atoms in ground hyperfine $F=1$ and $F=2$ states[J]. *Japanese journal of applied physics*, 2007, 46(6L): L492.
- [124]MATSUI K, IMAI H, YAMAOKA H, et al. A Modified Route to Creating Bose-Einstein Condensates of Sodium Atoms[J]. *Applied Physics Express*, 2009, 2(3): 032301.
- [125]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.
- [126]DALIBARD J, COHEN-TANNOUDJI C. Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models[J]. *JOSA B*, 1989, 6(11): 2023-2045.
- [127]LETT P D, PHILLIPS W D, ROLSTON S L, et al. Westbrook CI[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1989, 1989: 6.
- [128]WEISS D S, RIIS E, SHEVY Y, et al. Optical molasses and multilevel atoms: experiment[J]. *JOSA B*, 1989, 6(11): 2072-2083.
- [129]ASPECT A, ARIMONDO E, KAISER R, et al. Laser cooling below the one-photon recoil energy by velocity-selective coherent population trapping[J]. *Physical Review Letters*, 1988, 61(7): 826.
- [130]GRYNBERG G, COURTOIS J Y. Proposal for a magneto-optical lattice for trapping atoms in nearly-dark states[J]. *EPL (Europhysics Letters)*, 1994, 27(1): 41.
- [131]TRICHÉ C, VERKERK P, GRYNBERG G. Blue-Sisyphus cooling in cesium gray molasses and antidot lattices[J]. *The European Physical Journal D-Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, 1999, 5(2): 225-228.
- [132]ESSLINGER T, SANDER F, HE M MERICHE A, et al. Purely optical dark lattice[J]. *Optics Letters*, 1996, 21(13): 991-993.
- [133]SIEVERS F, KRETZSCHMAR N, FERNANDES D R, et al. Simultaneous sub-

- Doppler laser cooling of fermionic ${}^6\text{Li}$ and ${}^{40}\text{K}$ on the D1 line: Theory and experiment[J]. *Physical Review A*, 2015, 91(2): 023426.
- [134]BURCHIANTI A, VALTOLINA G, SEMAN J A, et al. Efficient all-optical production of large ${}^6\text{Li}$ quantum gases using D1 gray-molasses cooling[J]. *Physical Review A*, 2014, 90(4): 043408.
- [135]GRIER A T, FERRIER-BARBUT I, REM B S, et al. Λ -enhanced sub-Doppler cooling of lithium atoms in D1 gray molasses[J]. *Physical Review A*, 2013, 87(6): 063411.
- [136]COLZI G, DURASTANTE G, FAVA E, et al. Sub-Doppler cooling of sodium atoms in gray molasses[J]. *Physical Review A*, 2016, 93(2): 023421.
- [137]SHI Z, LI Z, WANG P, et al. Sub-Doppler Laser Cooling of ${}^{23}\text{Na}$ in Gray Molasses on the D2 Line[J]. *Chinese Physics Letters*, 2018, 35(12): 123701.
- [138]SALOMON G, FOUCHÉ L, WANG P, et al. Gray-molasses cooling of ${}^{39}\text{K}$ to a high phase-space density[J]. *EPL (Europhysics Letters)*, 2014, 104(6): 63002.
- [139]NATH D, EASWARAN R K, RAJALAKSHMI G, et al. Quantum-interference-enhanced deep sub-Doppler cooling of ${}^{39}\text{K}$ atoms in gray molasses[J]. *Physical Review A*, 2013, 88(5): 053407.
- [140]FERNANDES D R, SIEVERS F, KRETZSCHMAR N, et al. Sub-Doppler laser cooling of fermionic ${}^{40}\text{K}$ atoms in three-dimensional gray optical molasses[J]. *EPL (Europhysics Letters)*, 2012, 100(6): 63001.
- [141]CHEN H Z, YAO X C, WU Y P, et al. Production of large ${}^{41}\text{K}$ Bose-Einstein condensates using D1 gray molasses[J]. *Physical Review A*, 2016, 94(3): 033408.
- [142]ESSLINGER T, SANDER F, HE M M ERICH A, et al. Purely optical dark lattice[J]. *Optics letters*, 1996, 21(13): 991-993.
- [143]ROSI S, BURCHIANTI A, CONCLAVE S, et al. Λ -enhanced grey molasses on the D2 transition of Rubidium-87 atoms[J]. *Scientific reports*, 2018, 8(1): 1-9.
- [144]HSIAO Y F, LIN Y J, CHEN Y C. Λ -enhanced gray-molasses cooling of cesium atoms on the D2 line[J]. *Physical Review A*, 2018, 98(3): 033419.
- [145]ZHANG D, LI Y Q, WANG Y F, et al. Enhanced optical molasses cooling for Cs atoms with largely detuned cooling lasers[J]. *Chinese Physics B*, 2020, 29(2): 023203.
- [146]GUIDONI L, VERKERK P. Optical lattices: cold atoms ordered by light[J]. *Journal*

- of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics, 1999, 1(5): R23.
- [147]DALIBARD J, COHEN-TANNOUDJI C. Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models[J]. JOSA B, 1989, 6(11): 2023-2045.
- [148]GERKEN M. Gray molasses cooling of lithium-6 towards a degenerate Fermi gas[D]. Master's thesis, University of Heidelberg, Germany, 2016.
- [149]SALOMON G, FOUCHÉ L, WANG P, et al. Gray-molasses cooling of ^{39}K to a high phase-space density[J]. EPL (Europhysics Letters), 2014, 104(6): 63002.
- [150]WU C H. Strongly interacting quantum mixtures of ultracold atoms[D]. Massachusetts Institute of Technology, 2013.
- [151]HESS H F. Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen[J]. Physical Review B, 1986, 34(5): 3476.
- [152]BRINK D M, SUKUMAR C V. Majorana spin-flip transitions in a magnetic trap[J]. Physical Review A, 2006, 74(3): 035401.
- [153]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): 4840-4845.
- [154]ESSLINGER T, BLOCH I, HÄNSCH T W. Bose-Einstein condensation in a quadrupole-Ioffe-configuration trap[J]. Physical Review A, 1998, 58(4): R2664.
- [155]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.
- [156]熊德智. ^{87}Rb 和 ^{40}K 玻色费米量子简并混合气体在磁阱和光阱中的操控[D]. 山西大学, 2010.
- [157]ENSHER J R. The first experiments with Bose-Einstein condensation of rubidium-87[M]. University of Colorado at Boulder, 1999.
- [158]DEMARCO B L. Quantum behavior of an atomic Fermi gas[M]. University of Colorado at Boulder, 2001.
- [159]BUCHHEIM N W. Dual-species apparatus for creating a dipolar quantum gas of $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ molecules[D]. Ludwig-Maximilians-Universität, 2015.
- [160]GRI MM 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.

- [161]DONLEY E A, HEAVNER T P, LEVI F, et al. Double-pass acousto-optic modulator system[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2005, 76(6): 063112.
- [162]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 (2): 171-177.
- [163]POLITI C. Optical dipole trap for an erbium and dysprosium mixture[J]. Master's thesis, Università di Pisa, 2017.
- [164]COHEN-TANNOUDJI C, GUÉRY-ODELIN D. *Advances in atomic physics: an overview*[J]. 2011.
- [165]KETTERLE W, DURFEE D S, STAMPER-KURN D. Making, probing and understanding bose-einstein condensates[J]. arXiv preprint cond-mat/9904034. 1999.
- [166]PITAEVSKII L, STRINGARI S. *Bose-Einstein condensation and superfluidity*[M]. Oxford University Press, 2016.
- [167]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.
- [168]SAMUELIS C, TIESINGA E, LAUE T, et al. Cold atomic collisions studied by molecular spectroscopy[J]. *Physical Review A*, 2000, 63(1): 012710.
- [169]PEPPLER T, DYKE P, ZAMORANO M, et al. Quantum anomaly and 2D-3D crossover in strongly interacting Fermi gases[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(12): 120402.
- [170]ABDULLAEV F K, ÖGREN M, SØRENSEN M P. Collective dynamics of Fermi-Bose mixtures with an oscillating scattering length[J]. *Physical Review A*, 2019, 99(3): 033614.
- [171]FUKUHARA T, TSUJIMOTO T, TAKAHASHI Y. Quadrupole oscillations in a quantum degenerate Bose-Fermi mixture[J]. *Applied Physics B*, 2009, 96(2): 271-274.
- [172]JIN D S, ENSHER J R, MATTHEWS M R, et al. Collective excitations of a Bose-Einstein condensate in a dilute gas[J]. *Physical Review Letters*, 1996, 77(3): 420.
- [173]MERLOTI K, DUBESSY R, LONGCHAMBON L, et al. A two-dimensional quantum gas in a magnetic trap[J]. *New Journal of Physics*, 2013, 15(3): 033007.
- [174]ALTMAYER A, RIEDL S, WRIGHT M J, et al. Dynamics of a strongly interacting

- Fermi gas: The radial quadrupole mode[J]. *Physical Review A*, 2007, 76(3): 033610.
- [175] POLLACK S E, DRIES D, HULET R G, et al. Collective excitation of a Bose-Einstein condensate by modulation of the atomic scattering length[J]. *Physical Review A*, 2010, 81(5): 053627.
- [176] HUANG B, FRITSCHKE I, LOUS R S, et al. Breathing mode of a Bose-Einstein condensate repulsively interacting with a fermionic reservoir[J]. *Physical Review A*, 2019, 99(4): 041602.
- [177] YAO X C, QI R, LIU X P, et al. Degenerate Bose gases near a d-wave shape resonance[J]. *Nature Physics*, 2019, 15(6): 570-576.
- [178] STECK D A. *Quantum and atom optics*[J]. 2007..
- [179] 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(3): 893.
- [180] BUČA B, JAKSCH D. Dissipation induced nonstationarity in a quantum gas[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(26): 260401.
- [181] DOGRA N, LANDINI M, KROEGER K, et al. Dissipation-induced structural instability and chiral dynamics in a quantum gas[J]. *Science*, 2019, 366(6472): 1496-1499.
- [182] BARREIRO J T, MÜLLER M, SCHINDLER P, et al. An open-system quantum simulator with trapped ions[J]. *Nature*, 2011, 470(7335): 486-491.
- [183] BARONTINI G, HOHMANN L, HAAS F, et al. Deterministic generation of multiparticle entanglement by quantum Zeno dynamics[J]. *Science*, 2015, 349(6254): 1317-1321.
- [184] VOLLBRECHT K G H, MUSCHIK C A, CIRAC J I. Entanglement distillation by dissipation and continuous quantum repeaters[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 107(12): 120502.
- [185] MUÑOZ J M, WANG X, HEWITT T, et al. Dissipative distillation of supercritical quantum gases[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(2): 020403.
- [186] SAWANT R, MAFFEI A, BARONTINI G. Thermalization of a trapped single atom with an atomic thermal bath[J]. *Applied Sciences*, 2021, 11(5): 2258.
- [187] DALFOVO F, GIORGINI S, PITAEVSKII L P, et al. Theory of Bose-Einstein

- condensation in trapped gases[J]. *Reviews of modern physics*, 1999, 71(3): 463.
- [188]TAMMUZ N, SMITH R P, CAMPBELL R L D, et al. Can a Bose gas be saturated?[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 106(23): 230401.
- [189]GAUNT A L, FLETCHER R J, SMITH R P, et al. A superheated Bose-condensed gas[J]. *Nature Physics*, 2013, 9(5): 271-274.

攻读学位期间取得的研究成果

已发表:

- 1、**Zhenlian Shi**, Ziliang Li, Pengjun Wang, Zengming Meng, Lianghai Huang, Jing Zhang. Sub-Doppler Laser Cooling of ^{23}Na in Gray Molasses on the D2 Line. Chin.Phys.Lett, 2018, 35(12),123701
- 2、**Zhenlian Shi**, Ziliang Li, Pengjun Wang, Khan sadiq Navaz, Liangchao Chen , Zengming Meng, Lianghai Huang, Jing Zhang. Production of ^{23}Na Bose-Einstein condensate in the F=2 state using Gray molasses. J.Opt.Soc.A M.B 38(4),1229 (2021)
- 3、李子亮, **师振莲**, 王鹏军, 采用永磁铁的钠原子二维磁光阱的设计和实验研究。物理学报 2020, 69, 126701
- 4、任珂娜, **师振莲**, 孟增明, 王鹏军。激光冷却俘获中性钠原子的实验研究。山西大学学报 2018, 1, 153-159

正在投稿:

- 5、**Zhenlian Shi**, Ziliang Li, Pengjun Wang, Khan sadiq Navaz, Liangchao Chen , Zengming Meng, Lianghai Huang, Jing Zhang. Collective excitation of a Bose-Einstein condensate of ^{23}Na by crossing a d-wave Feshbach resonance.(Submit to PRA)
- 6、**Zhenlian Shi**, Ziliang Li, Pengjun Wang, Wei Han, Liangchao Chen , Zengming Meng, Lianghai Huang, Jing Zhang. Quantum Degenerate of Bose-Fermi Mixture of ^{23}Na and ^{40}K .

正在投稿专利:

- 1、一种激光加热加速真空系统除气的方法。

致 谢

七年的研究生的学习生涯一晃而逝，有幸进入山西大学光电研究所学习，能够感受不一样的量子世界。在光电所学习的七年时间，我的成长都是在老师、同学、朋友的指导、支持和帮助下完成。在论文完成之际，由衷的表示感谢。

感谢彭堃墀教授、谢常德教授为我们创造了一流的科研条件和环境，他们渊博的知识，认真的态度，和对科学研究的执着和热爱，向我们传递科学创新精神和潜心研究的奉献精神，是我永远学习的榜样。

感谢我的导师张靖教授。张老师无论多忙都会每天去实验室讨论实验进度，对于遇到的问题逐步分析原因，提出自己独特的见解和想法，我从中学到了很多解决和思考问题的思路。无论多晚走在山西大学的校园都能看到张老师办公室亮着的灯光，张老师对科研的热爱，脚踏实地，以身作则，精益求精的工作态度，是我学习和生活的榜样。

感谢王鹏军教授。在王老师的指导和帮助下，从激光光路的搭建开始学起，俘获原子光路的搭建，控制程序的调试，到最后毕业论文目录、内容的撰写等等。七年的时间一步一步走来，看到王老师双鬓白发明显的增加，感受到科学研究人员的不易。王老师对科研的热爱、思维的严谨，乐观的生活态度，对我以后的生活和学习有很大的帮助。特别是，每当想起张老师和王老师在实验室一起讨论和分析遇到的问题，这种浓厚的学习氛围，我都会有一种莫名的崇拜和感动，很庆幸自己能够进入这样的学习环境。

感谢孟增明、陈良超、黄良辉、彭鹏、李卫、李东豪师兄和任珂娜师姐在实验上提供了很多实验技巧和经验，对我生活的提供了很多的帮助。特别感谢同一个实验研究平台的李子亮，从真空系统的装配、车间加工器件、再到实验水冷制冷的设计，清洗水冷机、搬重物等等很多工作的辛苦付出，保证了实验的快速进行。感谢王星宇、和顾正宇同学在周末和放假期间还一起加班帮忙记录数据。感谢和我同时进入实验室的文凯和杨广玉同学，一起分享每天实验上的收获。感谢师弟米城栋、边国旗、王良伟、刘方德、聂亮、苗杰、闫江伟、高晨力、李云达、张越、王泽奎、丁培波和龚琳善，师妹王彦和贾甜，在实验和生活上的帮助，特别感谢李云达同学给我们拍的毕业照片。

感谢办公室的老师，机加工车间、电子车间和激光车间的师傅的帮助，让我们的实验能够顺利、高效的进行。感谢经常借东西和请教问题的光谱所马杰老师、赵延霆老师实验室小组的所有同学和老师们在实验上的帮助。

感谢学校的领导和为我们提供实物的后勤工作人员，有你们奋斗在一线，才能保证我们在疫情期间能够平安度过，在学校隔离的日子带给我们满满的感动。感谢办公室老师冯伟在疫情隔离期间为我们送来自己的电脑，毕业能够顺利完成。

感谢我的父母和两个哥哥，对我的培养和关爱，是你们无条件的支持和关怀，让我在求学的道路上没有后顾之忧，并且一起分享幸福和快乐。感谢男友靳元彬，在研究生的学习期间我们互相理解、支持、互相陪伴。

师振莲

2022年5月10日

附录

1、原子温度拟合，红色标注为需要输入的参数，绿色标注为需要微调的参数。

```

ClearAll[ratio,KB,hbar,mass,l33,shuju,f2,nihe2,x0]
real=1;
invision=1;          (*visio的测量值*)
ratio=real/invision;  (CCD成像的放大倍率)
KB=1.38*10^(-23);    (*J/K*)
hbar=1.054*10^(-34); (*J*s*)
u=1.66*10^(-27);    (*kg*)
m=40;                (*原子质量*)
mass=m*u;

l33={{6,0.0636*ratio},{7,0.0682*ratio},{8,0.0783*ratio},{9,0.0875*ratio},{11,0.1014*ratio}}
(*实验测量的不同飞行时间水印的腰斑直径{飞行时间*腰斑直径( $\mu m$ )}*)
shuju=ListPlot[l33,PlotStyle->{RGBColor[0,0,1],PointSize[0.021]}]

f2=FindFit[l33,10^(3)*((x0*10^(-3))^2+(KB*temperature*10^(-6)/mass)*(timeofflight*10^(-3))^2)^0.5,{{x0,0.1},{temperature,0.5}},timeofflight] (*拟合函数*)
nihe2=Plot[10^(3)*((x0*10^(-3))^2+(KB*temperature*10^(-6)/mass)*(timeofflight*10^(-3))^2)^0.5/.f2,{timeofflight,0,15},PlotStyle->{RGBColor[1,0,0],Thickness[0.005]},PlotRange->{0,15},{-0.20,4}]
Show[nihe2,shuju]
(temperature/.f2)
ClearAll[ratio,KB,hbar,mass,l33,shuju,f2,nihe2,x0]

```

2、玻色子凝聚时的光密度拟合曲线。红色标注为需要输入的参数，绿色标注为需要微调的参数。

```

Directory[]
thermal={ }
condensate={ }
SetDirectory["C:\\Users\\NaK\\Desktop\\20201104"];      (*需要拟合数据的文件位置*)
ccd=Import["99X.DAT","Table"];                          (*需要拟合数据的名称*)
data=Drop[ccd,1];                                       (*因为visio调取的数据第一行为X Y名称，所以要去掉*)
geshu=First[Dimensions[data]]-1
lemda=589*10^(-6);(* nm-- mm*)                          (*原子的波长*)
sigma=3*lemda^2/2/Pi;                                  (*吸收截面*)
For[n=10,n<=560,n++, (* Print[n];*)                    (*所取数据的始末点数，应小于总的点数*)
dianshu=data[[n]][[1]];                                height=data[[n]][[2]];
If[height<0.22,AppendTo[thermal,dianshu];AppendTo[thermal,height],AppendTo[condensate,dia
nshu];AppendTo[condensate,height]]
]                                                         (*蓝色标注为双峰信号的值需要根据数据调*)
reyuan=Partition[thermal,2];
remot=ListPlot[reyuan,PlotStyle->{RGBColor[1,0,1]}]
langyuan=Partition[condensate,2];
tuxiang=ListPlot[data,PlotStyle->{RGBColor[0,0,1]}]      (*蓝色,总的点*)
fcon=Fit[langyuan,{1,x,x^2},x]                            (*蓝色点为原子凝聚部分，抛物线拟合*)
shuju=ListPlot[langyuan]
parabolicfit1=Plot[fcon,{x,0.08,0.2},PlotStyle->{RGBColor[1,0,0],Thickness[0.007]}]
f1=FindFit[reyuan,dd+aa*Exp[-0.5*((x-cc)/bb)^2],{aa,bb,{cc,0.2},dd},x]    (*红色,凝聚点*)
gaussionfit=Plot[dd+aa*Exp[-0.5*((x-cc)/bb)^2]/.f1,{x,-0.8,0.8},
PlotStyle->{RGBColor[0,1,1],Thickness[0.007]}]
total=Integrate[aa*Exp[-0.5*((x-cc)/bb)^2]/.f1,{x,-0.6,0.6}];      (*热原子高斯拟合*)
N[total/sigma,4]                                             (*计算热原子的原子数*)
Show[tuxiang,remot,shuju,parabolicfit1,gaussionfit,PlotRange->All,Frame->True,GridLines->Aut
omatic]

```

3、光束腰斑的拟合曲线。红色标注为需要输入的参数，绿色标注为需要微调的参数。上半部分为使用光束质量分析仪测量腰斑最小值。下半部分为使用刀片法测量腰斑直径。

```
ClearAll[lmda,133,shuju,w0,z,z0,lmda]
```

```
lmda=1064*10^(-9); (*激光波长*)
```

```
l33={{20,1620/2},{65,1320/2},{110,1055/2},{208,418/2},{150,792/2},{204,447/2},{234,287/2},
{292,275/2},{319,412/2},{373,699/2},{406,789/2},{430,1029/2}};
```

(*unit:{ mm,um}*) (*测量位置距离透镜的距离，测量的腰斑半径*)

```
shuju=ListPlot[l33,PlotStyle->{RGBColor[0,0,1],PointSize[0.021]]}
```

```
f1=FindFit[l33,w0*(1+((z-z0)*10^(-3))/(Pi*(w0*10^(-6))^2/lmda))^2^(0.5),
```

```
{{w0,50},{z0,250}},z] (*拟合曲线*)
```

```
nihe=Plot[w0*(1+((z-z0)*10^(-3))/(Pi*(w0*10^(-6))^2/lmda))^2^(0.5)/.f1,{z,0,700},
```

```
PlotStyle->{RGBColor[1,0,0],Thickness[0.005]}];
```

```
Show[shuju,nihe,PlotRange->{{-100,500},{0,1000}}]
```

刀片法:

```
ClearAll[newa,neww,x0];
```

```
SetDirectory["F:\"]; (*需要拟合数据的文件位置*)
```

```
l33=Import["Data6.txt","table"]; (*不同距离对应的激光功率数据*)
```

```
shuju=ListPlot[l33,PlotStyle->{RGBColor[0,0,1],PointSize[0.011]]}
```

```
f2=FindFit[l33,newa*(1+Erf[(2^(1/2)*(x-x0)/neww)]),{newa,neww,x0},x] (*different fit
function*)
```

```
nihe2=Plot[newa*(1+Erf[(2^(1/2)*(x-x0)/neww)])/.f2,{x,0,20},
```

```
PlotStyle->{RGBColor[1,0,0],Thickness[0.005]},PlotRange->{{0,20},{-0.20,2}}]
```

(*拟合曲线*)

```
Show[nihe2,shuju>(*If the data is very short without much zero head points and full power tail
points, it is con not working*)
```

```
x0/.f2
```

4、任意角度光阱交叉计算三个方向束缚频率的计算程序。红色标注为需要输入的参数，绿色标注为需要微调的参数。

```

ClearAll[x,y,z,Knum,waist1,waist2,waist3,fx,fy,fz,AW,mass];
sl=2.99792458*10^8;(*speed of light m/s*)
KB=1.380650424*10^(-23);
hbar=1.054*10^-34;(*J*s*)
u=1.66*10^(-27);(*Atomic Mass Unit kg*)
mass=23;(*Total Nucleons*) (*光阱俘获原子的质量*)
m=u*mass;(*Atomic Mass kg*)
lambda=1064*10^(-9); (*激光波长 单位 m*)
p1=10;p2=0;p3=7.5; (*三束激光对应的激光功率 单位W*)
waist1=107;waist2=107;waist3=75; (*激光对应的腰斑直径 单位um*)
degree1=(37.5*Pi)/180; degree2=(147.5*Pi)/180; degree3=(32.5*Pi)/180;
(*激光和x轴的夹角*)

d1lw=2*Pi*9.765*10^6; (*D1 原子自然线宽 Hz*)
d2lw=2*Pi*9.79*10^6; (*D2 原子自然线宽 Hz*)
d1w=2*Pi*508.333*10^12;
d2w=2*Pi*508.848*10^12;
(*原子D1 D2线的激光频率 Hz*)
w=(2*Pi*sl)/lambda; (*激光频率 单位 Hz*)

j1[x_,y_]:=y*Cos[degree1]-x*Sin[degree1];
j2[x_,y_]:=y*Cos[degree2]-x*Sin[degree2];
j3[x_,y_]:=y*Cos[degree3]-x*Sin[degree3];
(*空间坐标x,y沿着激光传播方向为坐标变化*)

effw=1/3*d1w+2/3*d2w;(*effective resonant frequency*)
efflw=1/3*d1lw+2/3*d2lw;(*effective line width*)
potential0=(-3*Pi*sl^2)/(2*effw^3)*(efflw/(effw-w)+efflw/(effw+w));

```

potential1[x_,y_,z_]:=potential0*(2*p1)/(Pi*(waist1)^2)*Exp [(-2*((j1[x,y])^2+z^2))/(waist1)^2];
 (*第一束激光的势能分布*)

potential2[x_,y_,z_]:=potential0*(2*p2)/(Pi*(waist2)^2)*Exp [(-2*((j2[x,y])^2+z^2))/(waist2)^2];
 (*第二束激光的势能分布*)

potential3[x_,y_,z_]:=potential0*(2*p3)/(Pi*(waist3)^2)*Exp [(-2*((j3[x,y])^2+z^2))/(waist3)^2];
 (*第三束激光的势能分布*)

potential[x_,y_,z_]:=potential1[x,y,z]+potential2[x,y,z]+potential3[x,y,z];
 (*所有激光的势能总和*)

T[x_,y_,z_]:=potential[x,y,z]*10^18/KB;(*trap depth uK*)

fx=(2*10^12)/(2*Pi) ((-potential0*2*p1*(Sin[degree1])^2)/(Pi*m*(waist1)^4)+(-
 potential0*2*p2*(Sin[degree2])^2)/(Pi*m*(waist2)^4)+(-
 potential0*2*p3*(Sin[degree3])^2)/(Pi*m*(waist3)^4))^(1/2)
 (*原子在x方向的束缚频率 Hz*)

fy=(2*10^12)/(2*Pi) ((-potential0*2*p1*(Cos[degree1])^2)/(Pi*m*(waist1)^4)+(-
 potential0*2*p2*(Cos[degree2])^2)/(Pi*m*(waist2)^4)+(-
 potential0*2*p3*(Cos[degree3])^2)/(Pi*m*(waist3)^4))^(1/2)
 (*原子在y方向的束缚频率 Hz*)

fz=(2*10^12)/(2*Pi) ((-potential0*2*p1)/(Pi*m*(waist1)^4)+(-
 potential0*2*p2)/(Pi*m*(waist2)^4)+(-potential0*2*p3)/(Pi*m*(waist3)^4))^(1/2)
 (*原子在z方向的束缚频率 Hz*)

AW=(fx*fy*fz)^(1/3) (*原子的平均束缚频率 Hz*)

z=0; (*原子的三维势能图*)

Plot3D[T[x,y,z],{x,-2000,2000},{y,-2000,2000},

PlotPoints->301,ColorFunction->"LightTemperatureMap",Mesh->8,MeshStyle->{Black,Dashed},

PlotRange->All]

个人简介及联系方式

个人简况：

姓 名：师振莲

性 别：女

籍 贯：山西省平遥县

电子信箱：szlian23@163.com

教育经历

2015.09-2022.07 山西大学光电研究所
量子光学与光量子器件国家重点实验室 硕博连读

2011.09-2015.05 吕梁学院 本科

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：

20 年 月 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：

导师签名：

20 年 月 日