



山西大學  
Shanxi University

2017 届硕士学位论文

# 激光冷却俘获中性钠原子的实验研究

作者姓名 任珂娜

指导教师 张 靖 教授

王鹏军 副教授

学科专业 光 学

研究方向 量子光学

培养单位 量子光学与光量子器件国家重点实验室

山西大学光电研究所

学习年限 2014 年 9 月至 2017 年 6 月

二〇一七年六月



山西大学 2017 届硕士学位论文

# 激光冷却俘获中性钠原子的实验研究

作者姓名 任珂娜  
指导教师 张 靖 教授  
王鹏军 副教授  
学科专业 光 学  
研究方向 量子光学  
培养单位 量子光学与光量子器件国家重点实验室  
山西大学光电研究所  
学习年限 2014 年 9 月至 2017 年 6 月

二〇一七年六月

**Thesis for Master's degree, Shanxi University, 2017**

The Study for Laser Cooling and  
Trapping Neutral Sodium Atoms

Student Name	Kena Ren
Supervisor	Prof. Jing Zhang Prof. Peng-jun Wang
Major	Optics
Specialty	Quantum Optics
Department	State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto- Electronics, Shanxi University
Research Duration	2014.09-2017.06

June, 2017

## 目 录

中文摘要.....	V
<b>Abstract.....</b>	<b>II</b>
<b>第一章 引言.....</b>	<b>1</b>
1.1 研究背景.....	1
1.2 论文结构.....	2
<b>第二章 超冷原子的最新相关实验技术.....</b>	<b>5</b>
2.1 光晶格技术.....	5
2.2 Feshbach 共振技术 .....	6
2.3 原位成像.....	7
2.4 自旋-轨道耦合 .....	8
<b>第三章 真空系统.....</b>	<b>9</b>
3.1 二维磁光阱部分.....	9
3.2 三维磁光阱部分.....	12
<b>第四章 激光系统.....</b>	<b>15</b>
4.1 激光光源.....	15
4.2 开启和关闭激光器.....	15
4.3 钠黄双线.....	17
4.4 实验光路设计.....	19
4.5 实验光束频率设置.....	20
<b>第五章 构造二维磁光阱.....</b>	<b>23</b>
5.1 四极磁场的设计.....	23
5.2 四极磁场的磁场分布.....	24
<b>第六章 实验结果与讨论.....</b>	<b>27</b>
6.1 实验结果.....	27
6.2 实验结果分析.....	27
<b>第七章 总结.....</b>	<b>33</b>
<b>参考文献.....</b>	<b>35</b>
<b>研究成果.....</b>	<b>43</b>

致 谢.....	45
个人简况及联系方式.....	47
承 诺 书.....	49
学位论文使用授权声明.....	51

## Contents

<b>Chinese Abstract</b> .....	V
<b>Abstract</b> .....	II
<b>Chapter 1 Introduction</b> .....	1
1.1 Research background .....	1
1.2 Paper structure .....	2
<b>Chapter 2 The latest relevant experimental techniques for ultra - cold atoms</b> .....	5
2.1 Optical lattice technology .....	5
2.2 Feshbach resonance technology.....	6
2.3 In situ imaging .....	7
2.4 Spin-orbit coupling .....	8
<b>Chapter 3 Vacuum system</b> .....	9
3.1 Two - dimensional magneto - optical trap .....	9
3.2 Three - dimensional magneto - optical trap .....	12
<b>Chapter 4 Laser system</b> .....	15
4.1 Laser light source.....	15
4.2 Turn on and turn off the laser.....	15
4.3 Double yellow of sodium.....	17
4.4 Experimental optical path design.....	19
4.5 Experiment beam frequency setting .....	20
<b>Chapter 5 Construct a two - dimensional magneto - optical trap</b> .....	23
5.1 Design of quadrupole magnetic field.....	23
5.2 Magnetic field distribution of quadrupole magnetic field .....	24
<b>Chapter 6 Experimental results and discussion</b> .....	27
6.1 Experimental results .....	27
6.2 Analysis of results .....	27
<b>Chapter 7 Summary</b> .....	33
<b>Bibliography</b> .....	35
<b>Research achievements</b> .....	43

<b>Acknowledgment</b> .....	45
<b>Personal profiles</b> .....	47
<b>Letter of commitment</b> .....	49
<b>Authorization statement</b> .....	51



## 中文摘要

在冷原子的科学研究领域，冷原子的制备无疑是所有基于冷原子研究的实验的第一步，也是实验能否取得进一步研究的基础，可以说冷原子的制备在整个冷原子相关实验中起到决定性的作用。本文是关于激光冷却俘获中性钠原子的实验研究中制备钠冷原子的详细说明，其中包括整个真空系统的设计，用于激光冷却中性钠原子的各个激光束的生成光路，能够产生  $589\text{nm}$  的激光源的选择，以及二维磁光阱，塞曼减速器，三维磁光阱所需要的磁场的来源，最后说明了具体优化哪些实验参数使得在三维磁光阱真空玻璃腔室中冷却俘获钠原子数达到  $10^8$ 。

本文首先介绍在冷原子以及超冷原子领域近年以来发展起来的一些成熟的新兴技术，其中包括光晶格技术，Feshbach 共振技术，原位成像，光学锁相环，以及利用拉曼光耦合自旋态的方式产生的自旋-轨道耦合超冷原子气体的技术等。这些技术极大的丰富的冷原子以及超冷原子的研究领域，使得越来越多的科研学者投身到物理学前沿领域探索物理世界未知的美丽与精彩。

接着引入本文的研究对象钠原子，说明了为什么选取钠原子作为我们的实验研究对象，介绍了冷却俘获钠原子的真空系统，说明了真空系统的各个组成部分，以及每一部分的功能以及作用，各个部分直接如何相互衔接，使得钠原子最终被冷却俘获到三维磁光阱真空玻璃腔室中，其中的亮点是钠源在真空系统中的放置。

其次本文介绍了用于冷却俘获钠原子的激光系统。我们实验上冷却俘获钠原子的基本手段是磁光阱和塞曼减速器的相互配合，采用二级冷却的方法，首先是二维磁光阱和塞曼减速器首先冷却俘获一部分钠原子，然后将这些冷原子源通过一束推送光束经由差分管被推送到三维磁光阱真空玻璃腔室中再次被冷却俘获。目前市场上并没有直接产生  $589\text{nm}$  的二极管激光器，而可以直接产生  $589\text{nm}$  的染料激光器不符合我们的实验要求，最终我们采用激光倍频技术获得冷却俘获钠原子的激光光源。接着在文章中详细介绍了如何规范安全的开启和关闭激光器，真个实验光路图的设计以及用于冷却俘获钠原子的各个激光束的频率失谐的设置问

题。

紧接着介绍我们在实验中冷却俘获中性钠原子的亮点四极磁场的设计，我们并没有采用传统的使用亥姆霍兹线圈通过通以恒定电流产生稳定四极磁场的传统设计，而是选用由永磁铁构成的永磁铁组产生我们实验所需要的用于二维磁光阱和塞曼减速器的磁场。这样使得整个二维磁光阱和塞曼减速器对钠原子的冷却俘获装置变得更加简洁，在确保实验效果的前提下。

之后介绍我们在三维磁光阱真空玻璃腔室中看到初次被冷却俘获的钠原子后通过合理优化各个实验参数，其中包括塞曼减速冷却光的频率失谐量，塞曼减速冷却光的偏振，二维磁光阱冷却光的频率失谐量以及推送光的频率失谐量，最终实现了在三维磁光阱真空玻璃腔室中冷却俘获的钠原子数达到  $10^8$ ，当然这并不能满足我们后续实验的要求。

最后通过对全文的总结，指出整个实验我们取得的一些成果以及经验，说明我们后续需要努力的方向。

**关键词：** 二维磁光阱； 三维磁光阱； 钠原子； 冷却俘获； 塞曼减速

## Abstract

In the field of cold atom research, the preparation of cold atoms is undoubtedly the first step in all experiments based on cold atom research. It is also the basis for further study. It can be said that the preparation of cold atoms in the whole cold atomic correlation experiment to a decisive role. This paper is a detailed description of the preparation of sodium-cooled atoms in the experimental study of laser-induced trapping of neutral sodium atoms, which includes the design of the entire vacuum system for the laser-generated formation of the respective laser beams of neutral sodium atoms, capable of producing 589nm. The choice of the laser source, and the source of the magnetic field required for the two-dimensional magneto-optical trap, the Zeeman-slower, and the three-dimensional magneto-optical trap. Finally, it is shown that the experimental parameters are optimized for cooling the trapped sodium in a three-dimensional magnetron trap vacuum glass chamber the number of atoms to reach  $10^8$ .

In this paper, we first introduce some mature emerging technologies developed in cold atom and ultra-cold atoms in recent years, including optical lattice technique, Feshbach resonance technique, in-situ imaging, optical phase-locked loop, and Raman optical coupling spin State of the way of the spin-orbit-coupled ultra-cold atom gas technology. These technologies are vastly rich in cold atoms as well as ultra-cold atoms in the field of research, making more and more scientific scholars engaged in the forefront of physics to explore the physical world unknown beauty and wonderful.

Then we introduce the sodium atom of the object of this study, and why we choose the sodium atom as our experimental object. We introduce the vacuum system of cooling the captured sodium atom, explain the various components of the vacuum system, and the function and function of each part. Part of the direct connection with each other, so that the sodium atoms are

eventually cooled to capture the three-dimensional magneto-optical trap vacuum glass chamber, the bright spot is the sodium source in the vacuum system placed.

Secondly, this paper introduces a laser system for cooling trapped sodium atoms. Our experimental method of cooling the capture of sodium atoms is the basic means of magneto-optical trap and Zeeman reducer, using a two-stage cooling method, first two-dimensional magneto-optical trap and Zeeman reducer first cooling to capture part of the sodium atoms, and then These cold source atoms are pumped through a bundle of push beams through the differential tube to the three-dimensional magnetron trap vacuum glass chamber again. At present, there is no direct generation of 589nm diode laser on the market, and can directly produce 589nm dye laser does not meet our experimental requirements, and ultimately we use the laser frequency doubling technology to obtain the cooling of sodium ions captured laser light source. Then in the article, the paper describes how to standardize the design of safe opening and closing lasers, the design of the experimental optical path and the setting of the frequency detuning of each laser beam used to cool the captured sodium atoms.

Then we introduced the design of the bright quadrupole magnetic field in which the neutral sodium atom was captured in the experiment. We did not use the traditional design of the Helmholtz coil through a constant current to produce a stable quadrupole magnetic field, The permanent magnet group made of permanent magnets produces the magnetic field required for our experiments for two-dimensional magneto-optical traps and Zeeman reducers. This makes the entire two-dimensional magneto-optical trap and Zeeman reducer on the sodium atoms of the cooling capture device becomes more concise, to ensure the experimental results under the premise.

After we introduced in the three-dimensional magneto-optical trap vacuum glass chamber to see the first time to be cooled after the capture of sodium atoms through the rational optimization of the various experimental parameters, including the Zeeman-slower cooling light frequency detuning,

Zeeman-slower cooling light polarization , The frequency detuning of the two-dimensional magneto-optical trap and the frequency detuning of the pushed light, and finally the number of sodium atoms captured in the vacuum chamber of the three-dimensional magnetron trap is up to  $10^8$  And can not meet the requirements of our follow-up experiment.

Finally, through the summary of the full text, pointed out that the whole experiment we have achieved some of the results and experience, we need to follow the direction of the future.

**Key words :** Two-dimensional magneto-optical trap; Three-dimensional magneto-optical trap; Sodium atom; cooling and trapping; Zeeman-slower









# 第一章 引言

## 1.1 研究背景

在物理的前沿科研领域,冷原子对物理学家来说无疑是最热门的科研项目之一。冷原子的运动速度很慢,相对于热原子的能级结构更为稳定,具有更为明确的量子态,在实验上有利于控制它的量子态,包括原子的外层电子自旋,原子的磁矩等等。同时,相对于常温原子和热原子,冷原子在实验上体现出来的优点可以概括为:首先,冷原子具有更低的平均温度(*IMk-luk*)和动能,可以根据不同的实验要求和目的精确操控它的自由度;其次,冷原子的物质波(德布罗意波)波长更长,在相关的干涉实验中它的波动性体现的更为明显;最后,冷原子具有更小的平均运动速度,这使得它与光子在光场中的相互作用时间更长。在基于冷原子的物理科研项目中,如何高效的制备冷原子是顺利开展实验的前提要求。到目前科学发展的进度来说,制备冷原子的源的基本方法有磁光阱(2D-MOT 和 3D-MOT)和塞曼减速(Zeeman-Slower)。

在高中化学中,我们就对碱金属钠有过初步的学习和了解,知道钠原子位于元素周期表的第三周期,第 I A 族,是一种常见而且容易获得的碱金属原子。钠原子的能级结构很早就被物理学者所熟知,故而科研人员最初尝试选择钠原子作为实验上冷却俘获的中性原子。实验发现,当钠原子处于磁场为零处时,钠原子的 s 波散射长度为  $2.75\text{nm}$ ,  $52a_0$ (波尔半径  $a_0=0.0529177208599(39)$ )。同时实验发现钠原子相对于其他中性原子具有很好的碰撞特性,它的弹性碰撞截面较大但是非弹性损耗却很小<sup>[1]</sup>,结合中性钠原子在磁场为零处的散射特性,终于在爱因斯坦预言 70 年之后的 1995 年在实验上实现了冷却中性钠原子到玻色爱因斯坦凝聚体,而实验中最早实现玻色爱因斯坦凝聚的两种中性原子就是钠原子和铷原子<sup>[2,3]</sup>,并测得玻色爱因斯坦凝聚体中钠原子的原子数高于  $10^8$ <sup>[4,5]</sup>。综合考虑到中性钠原子的这些性质,科研学者选择中性钠原子在冷原子相关实验中协同冷却  ${}^6\text{Li}$ <sup>[6]</sup>,  ${}^{40}\text{K}$ <sup>[7]</sup>等其他碱金属原子。之后随着关于冷原子的科学技术不断的更新,科研学者首次在实验中实现了运用 Feshbach 共振技术<sup>[8]</sup>操控中性钠原子中,这种共振技术可以任意改变原子之间的相互作用,例如,我们可以把本来相互排斥的原子运用 Feshbach 共振技术通过改变原子之间的相互作用实现原子之间相互吸引。综合中性钠原子的上述科研成果,这使得钠原子在冷原子以及超冷原子领域一直

是科学家的研究热点。近年来, 鉴于部分科学家致力于探索超冷分子领域, 对于科研热点异核超冷分子, 这种分子的化学性质稳定, 我们所熟悉的 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ <sup>[9]</sup>,  $^{23}\text{Na}^{87}\text{Rb}$ <sup>[10]</sup> 以及  $^{23}\text{Na}^{133}\text{Cs}$  等都是化学稳定的分子, 其中唯一的费米分子  $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$  的电偶极距<sup>[11-15]</sup>很大, 同时这些分子都可以长时间处于绝对基态。

上述关于中性钠原子的优点描述足以说明钠原子是理想的冷却俘获中性原子的实验对象, 然而实际操作却遇到一些困扰, 具体表现在两个方面, 一是由于冷却俘获钠原子的激光源, 另外就是由于三维磁光阱中冷却俘获钠原子的冷原子源的获得。实验上我们选定钠原子的 D2 吸收线  $589\text{nm}$  作为用于冷却俘获钠原子的激光频率, 而市场上目前可以直接输出  $589\text{nm}$  的激光器只有染料激光器, 依我们实验要求而言, 染料激光器存在一些缺点, 具体表现为: 染料激光器相对于其他激光器的体积较大, 价格偏高, 使用寿命较短<sup>[16-19]</sup>。

由于实验中钠原子无法从背景气体中直接被冷却俘获, 最开始科研小组通常将钠原子先加热到  $200-300^\circ$  后再使用塞曼减速器使得钠原子实现减速, 最后在塞曼减速器中实现预冷却的钠原子推送到三维磁光阱真空玻璃腔室中实现再次冷却俘获, 这样实施下来整套实验系统占用空间比较庞大<sup>[20-23]</sup>。现在有些科研小组使用一种相对于标准塞曼减速器相对简单的实验装置, 首先采用化学手段置换出钠原子, 然后通过紫光照射真空系统, 使得钠原子从真空气室(玻璃气室或钛金属气室)壁上解吸附, 进而增加背景气体中的钠原子密度<sup>[24, 25]</sup>。

我们实验室制备钠冷原子采用两级冷却的方法, 首先使得钠原子在二维磁光阱中实现预冷却, 为三维磁光阱冷却俘获钠原子提供高效的冷原子源<sup>[26-28]</sup>, 然后用一束推送光束将在二维磁光阱真空腔室中冷却俘获的钠原子经由差分管推送至三维磁光阱真空玻璃腔室, 实现钠原子的再次冷却俘获。其中在二维磁光阱真空腔室冷却俘获钠原子依靠二维磁光阱加以简化塞曼减速器辅助完成, 其中由永磁铁组为二维磁光阱提供所需的四极磁场, 永磁铁组产生的磁场的边缘磁场为塞曼减速提供所需磁场, 三维磁光阱所需磁场由一组中空方铜线圈绕制的亥姆霍兹线圈提供, 其中我们可以通过控制通过线圈的电流进而实现磁场大小的控制。

## 1.2 论文结构

本文详细介绍如何在实验中实现钠原子二维磁光阱的预冷却俘获, 为处于高真空态的三维磁光阱提供高效的冷原子源。其中包括原子冷却系统的二维真空腔室以及三维真空腔室的设计, 探测钠原子和操控钠原子自旋态的激光设计, 如何使用永磁铁组来实现钠原子在二维磁光阱真空腔室的预冷却俘获, 以及充分利用

永磁铁组在垂直方向的边缘磁场实现钠原子的塞曼减速等一系列实验操作。

第二章简单介绍在冷原子和超冷原子领域发展起来的新兴实验技术,其中包括光晶格技术, Feshbach 共振技术, 原位成像, 光学锁相环, 以及利用拉曼光耦合自旋态的方式产生的自旋-轨道耦合超冷原子气体的技术等。这些技术在目前的冷原子研究领域发挥极为重要的作用, 推动冷原子领域不断向前发展。

第三章详细介绍用于冷却俘获装载钠原子的真空系统, 其中主要包括二维磁光阱真空腔室以及三维磁光阱真空玻璃腔室的构造以及其材料属性, 还介绍了钠原子源在真空系统中的放置位置。

第四章详细介绍用于激光冷却俘获钠原子的激光系统, 首先说明激光光源的选取, 我们没有选择体积庞大而且使用寿命有限的可以直接输出  $589\text{nm}$  激光光束的染料激光器, 而是采用激光倍频技术将二极管激光器输出的  $1178\text{nm}$  的激光通过单频拉曼光纤放大器再经过倍频腔实现  $589\text{nm}$  激光的输出。随后说明激光器的开机以及关机顺序, 之后简单阐述了钠黄双线的由来, 最后说明整个用于冷却俘获钠原子的激光光路的设计以及各个激光束的频率的设置问题。

第五章详细介绍我们如何利用永磁铁组构造中心四极磁场和边缘磁场为二维磁光阱和塞曼减速器提供所需磁场, 并没有采用常规的通以恒定电流的绕制亥姆霍兹线圈为二维磁光阱和塞曼减速器提供磁场。并使用计算软件 Mathematica 自己设定程序来理论拟合永磁铁组产生的磁场分布, 并细致分析永磁铁产生的磁场分布。

第六章在基于钠原子成功被冷却俘获装载在三维磁光阱真空玻璃气室的基础上, 优化各个实验参数而给出的实验结果与分析, 具体优化的实验参数包括塞曼减速冷却光的频率失谐量和光的偏振, 二维磁光阱冷却光的频率以及推送光的频率, 并详细分析了优化结果和各个参数对在三维磁光阱真空玻璃腔室中冷却俘获装载钠原子的影响。

第七章是对全文的一个综合性的总结, 指出整个实验的不足和欠缺之处, 说明后续实验努力的方向。







## 第二章 超冷原子的最新相关实验技术

一直以来，原子物理范围内的冷原子以及超冷原子领域都有很多科研学者为之不懈努力，探索其中的奥秘与精彩。近十几年以来，随着冷原子的不断发展，超冷原子的制备技术已经应用的相当广泛，同时基于超冷原子的一些实验技术也已经发展的相当成熟，其中包括光晶格技术，Feshbach 共振技术，原位成像，光学锁相环，以及利用拉曼光耦合自旋态的方式产生的自旋-轨道耦合超冷原子气体的技术等。

### 2.1 光晶格技术

光晶格是什么？光晶格其实就是一个光学驻波场势阱，这个势阱是由不同方向的激光对射形成，具有周期性。下面举例介绍最简单的一维光晶格，如图 2.1 所示。首先一激光束经由两个非球面透镜，一个  $0^\circ$  高反镜后整形为一高斯光束，由于干涉的生成条件可知，由于入射光的频率和偏振与反射光的频率和偏振相同，那么入射光和反射光将会发生干涉形成驻波，波峰和波谷的出现周期性为  $\lambda/2$ ，这便形成了最简单的一维光晶格。加以简单的二维推广，这样在空间上我们就可以通过光学势阱实现周期性的冷却俘获原子。

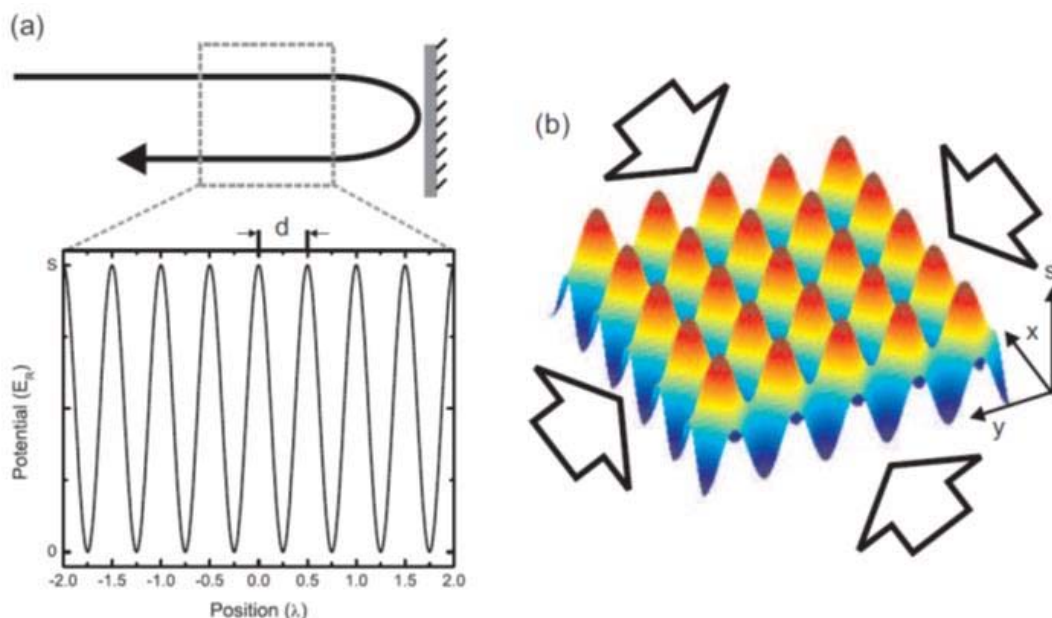


图 2.1 (a)使  $0^\circ$  高反镜生成的激光强度驻波场，其中激光强度正比于  $\cos^2(kx)$ ，其中波矢  $k=2\pi/\lambda$ ，波谷与波峰之间的水平距离为  $d=\lambda/2$ ，光学势阱深度  $V=s \times E_R$ ，其中  $E_R = (\hbar k)^2/2m$  指光束的反冲能量。(b) 在与之垂直的方向上增加一束激光束便形成二维光学势阱。

1998 年，D.Jaksch 和他的科研小组针对原子首次提出“囚禁-操控”的实验

方法,使得弱相互作用的玻色气体发生相变<sup>[29]</sup>,即将玻色原子囚禁到二维光晶格中,通过改变光学势阱实现原子的玻色爱因斯坦凝聚体(Bose-Einstein condensation,简称 BEC)发生相变,也就是原子从超流态转变为 Mott 绝缘态。经过物理学家的理论推算和后续的实验证明,光晶格还可以模拟原子的 Bose-Hubbard 哈密顿算子,处于光晶格中的超冷原子的电势还可以模拟量子多体系统等<sup>[30-34]</sup>。综上所述,光晶格技术在原子的量子计算和某些量子多体问题的量子模拟等方面具有非常广泛的应用前景。

## 2.2 Feshbach 共振技术

Feshbach 共振是什么? Feshbach 共振其实是一种共振现象,由美国物理学家 Herman Feshbach<sup>[35]</sup>在原子核物理研究中首先发现,其中指出当两个自由原子的散射态能量与一个束缚分子态的能量相等时即会发生 Feshbach 共振现象。Feshbach 共振技术可以通过任意改变两个原子之间的相互作用力进而实现人为操控原子的目的,是超冷原子研究领域被科研学者广泛使用的能够实现人为操控冷原子的技术之一,为促进冷原子以及超冷原子研究领域的发展做出突出贡献。

上个世纪九十年代初, Tiesinga 等人最先预言在碱金属原子气体系统中存在有一种特殊的共振现象(即后来的 Feshbach 共振)<sup>[36]</sup>,并指出在碱金属原子气体系统中我们可以通过控制磁场的大小来改变碱金属原子碰撞的散射长度。在 Feshbach 共振点附近,原子碰撞的散射长度  $a$  随磁场  $B$  的变化关系式为:  $a = a_{bg}(1 - \omega/B - B_0)$ ,其中  $a_{bg}$  指在开通道内原子之间的背景散射长度,  $B_0$  指当原子形成分子态时的磁场大小,  $\omega$  是原子发生 Feshbach 共振时的磁场宽度,其大小等于  $B_0$  与当  $a=0$  时的磁场值之间的差值,如图 2.2 所示。从图 2.2 我们可以得知,在 Feshbach 共振附近,原子的散射长度  $a$  迅速增大,在距离 Feshbach 共振较远的地方,原子的散射长度  $a$  逐渐趋于零。

基于上述关于 Feshbach 共振的理论分析,终于在 1998 年,麻省理工学院(Massachusetts Institute of Technology 简称 MIT)的 Ketterle 小组在钠原子实验系统中观测到 Feshbach 共振现象<sup>[37]</sup>,紧接着在其他碱金属原子实验系统(玻色子:  $^{85}\text{Rb}$ <sup>[38,39]</sup>,  $^{87}\text{Rb}$ <sup>[40,41]</sup>,  $^7\text{Li}$ <sup>[42,43]</sup>,  $^{133}\text{Cs}$ <sup>[44]</sup>; 费米子:  $^{40}\text{K}$ <sup>[45]</sup>,  $^6\text{Li}$ <sup>[46,47]</sup>)和异核分子实验系统( $^{23}\text{Na}-^6\text{Li}$ <sup>[48]</sup>,  $^{87}\text{Rb}-^{40}\text{K}$ <sup>[49-51]</sup>)中也先后观测到了 Feshbach 共振现象。目前,Feshbach 共振技术已经广泛应用在很多物理实验中,其中包括超精细光谱,玻色爱因斯坦凝聚体的塌缩与扩散<sup>[52]</sup>,明亮物质波孤子的产生,超冷分子的生成<sup>[53-56]</sup>,分子玻色爱因斯坦凝聚体的实现<sup>[57-59]</sup>,超冷费米气体中费米对凝聚<sup>[60-62]</sup>等等。



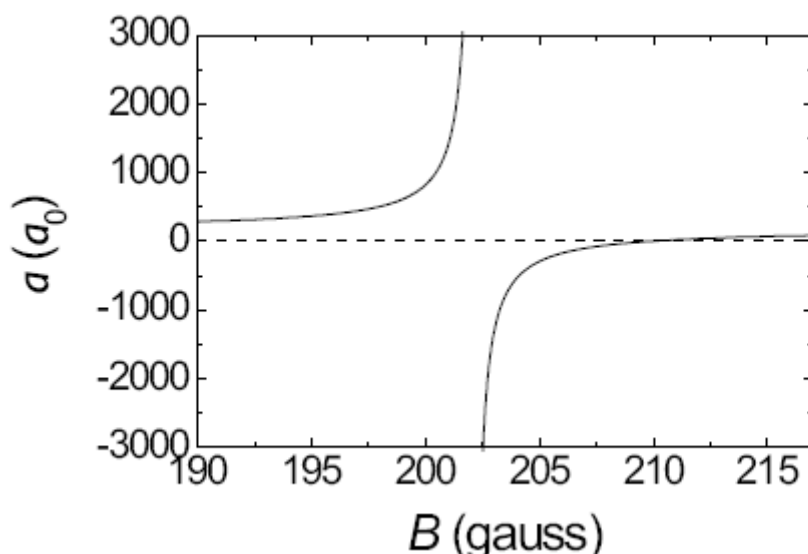


图 2.2 Feshbach 共振附近  $^{40}\text{K}$  原子的散射长度  $a$  随磁场  $B$  的变化关系曲线图 ( $^{40}\text{K}$  的两个自旋态  $\langle 9/2, -7/2 \rangle$ ,  $\langle 9/2, -9/2 \rangle$ )

### 2.3 原位成像

在有关量子气体的实验中，为了尽可能全面的获取量子气体所涵盖的有效信息，我们需要采集量子气体的光学吸收图像<sup>[63]</sup>。早前在超冷原子相关实验中广泛使用的即为量子气体的自由飞行时间展开图像 (Time of Flight Imaging)，具体方法是：将视线已经冷却俘获的原子释放到自由空间，待原子经过长时间的自由飞行扩散后，用一束与之接近共振的激光直接作用到原子气体样本上，从而获得原子的自由飞行时间展开图像。自由飞行时间展开图像由于是在原子经过自由飞行扩散后呈现的图像，故而它可以全面的反应量子气体样本的动量分布，广泛应用在原子有关玻色爱因斯坦凝聚的实验中。当然，样本原子在自由飞行扩散的过程中也可能与其他势阱中的原子混合，这样自由飞行时间展开图像就不能真实呈现量子气体本身的空间信息。

近年来，得益于超高分辨成像系统而逐渐发展成熟起来的原位成像 (In situ imaging) 技术，不仅可以全面的反应量子气体样本的动量分布，同时还能呈现量子气体的空间信息，准确而全面反映量子气体的全部有效信息，弥补自由飞行时间展开图像的不足。目前，美国的 Chin 科研小组和法国的 Dalibard 科研小组都成功通过原位成像技术进行相关原子的探测实验。当然，相比于原子的自由飞行时间展开图像，原位成像技术在某些应用上还存在一些困难，比如说，当量子气体的密度很高时，激光束与之相互作用会产生较强的非线性光学效应从而影

响原位成像。

## 2.4 自旋-轨道耦合

自旋-轨道耦合 (Spin Orbit Coupling, 简称 SOC) 是什么? 在原子物理学中, 耦合通常指相互作用, 自旋-轨道耦合即指粒子的自旋磁矩和由轨道运动产生的磁场相互作用。1925 年, 导师埃伦菲斯特 (P.Ehrenfest) 的两个年轻荷兰学生乌仑贝克 (G.E.Uhlenbeck) 与古兹米特 (S.Goudsmit) 根据碱金属双线和反常塞曼效应的实验大胆提出一个假设, 即电子本身除了绕原子核的轨道运动, 还有自旋运动, 具有固定的自旋角动量  $s$ , 而且任何任何电子都具有相同的自旋角动量, 在  $z$  方向上的分量只有  $\pm 1/2$  两个数值。原子谱系的粗结构由原子中电子与原子核之间的静电相互作用决定, 精细结构则由自旋-轨道相互作用产生的附加能量引起。

对于中性冷原子或者超冷原子气体, 科研学者通过人为添加光束与原子相互作用, 便可以像电子的自旋磁矩与由轨道运动产生的磁场相互作用一样模拟中性原子在磁场中的自旋-轨道耦合。美国国家标准与技术研究院 (National Institute of Standards and Technology, 简称 NIST) 的 Spielman 小组将两束拉曼光与不同自旋态的  $^{87}\text{Rb}$  原子相互作用, 引入人造的规范势, 实现了  $^{87}\text{Rb}$  原子在玻色爱因斯坦凝聚态下的自旋-轨道耦合, 并且可以通过调节拉曼光束的功率实现自旋轨道相互作用强度的人为调控, 进而观测到  $^{87}\text{Rb}$  原子混合相和独立相之间的相互变换<sup>[64]</sup>以及  $^{87}\text{Rb}$  原子的涡流现象<sup>[65]</sup>。紧接着, 在 2012 年, 山西大学光电研究所的张靖实验小组在  $^{40}\text{K}$ <sup>[66]</sup> 简并费米气体和 MIT 的 Martin 实验小组在  $^6\text{Li}$ <sup>[67]</sup> 简并费米气体中先后实现了自旋-轨道耦合, 同时测得在自旋-轨道耦合费米子区域的能量-动量色散图。许多科研学者以超冷原子的自旋-轨道耦合为基础, 发现了很多令人惊喜的实验现象, 其中包括自旋霍尔效应<sup>[68]</sup>, 集体偶极振荡<sup>[69]</sup>, 有限温度下的相图<sup>[70]</sup>以及强相互作用下的费米原子配对机制<sup>[71]</sup>等。

在材料物理中, 石墨烯凭借其最优的导电性一直是科研学者研究的热点, 是未来搭建纳米电路的理想选材。在实验中, 我们引入三束拉曼光与石墨烯原子相互作用实现二维自旋-轨道耦合, 并且通过改变拉曼光的频率失谐量便可以实现石墨烯狄拉克点的位置移动<sup>[72]</sup>, 进而实现人为操控石墨烯的材料属性, 实现材料利用率的最大化。

## 第三章 真空系统

在我们搭建的关于钠钾冷原子的实验系统，用了两个光学平台，其中一个光学平台上搭建用于冷却俘获钠原子的所有激光束，另外一个光学平台上搭建用于冷却俘获钾原子的所有激光束以及放置装载冷原子的真空系统。其中真空系统的具体结构见图 3.1，使用的结构金属材料全部都是无磁不锈钢，非金属材料都是玻璃。整个真空系统主要由离子泵和真空腔室构成，离子泵包括 40L 的离子泵，150L 的离子泵以及钛升华泵，其中 150L 的离子泵和钛升华泵是组装在一起的，真空腔室包括二维磁光阱真空腔室和三维磁光阱玻璃真空腔室。实验过程中，二维磁光阱真空腔室的真空度由 40L 的离子泵来保持，同时有独立的真空计连接离子泵实时监控二维磁光阱真空腔室的真空度。三维磁光阱真空玻璃腔室的真空度由 150L 的离子泵来保持，同时也有独立的真空计连接离子泵实时监控三维磁光阱真空玻璃腔室的真空度。

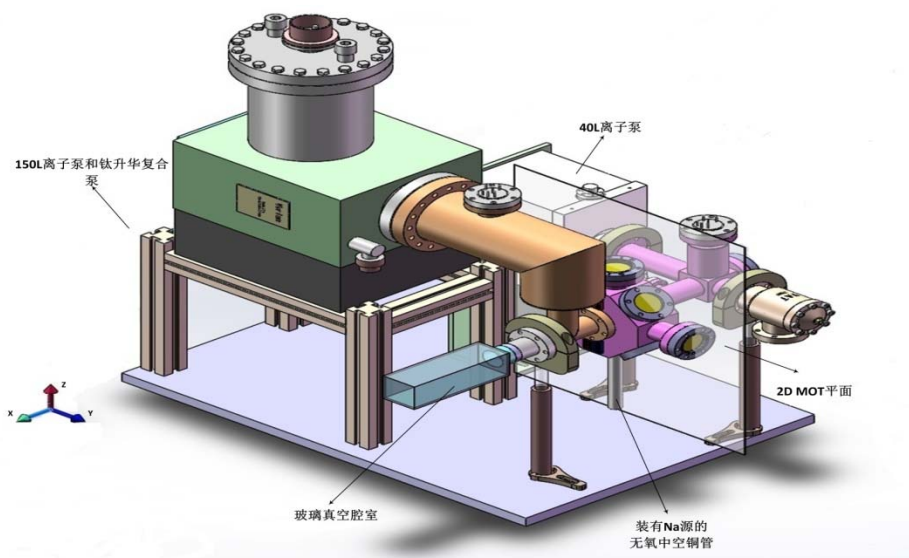


图 3.1 真空系统的 3D 视图

### 3.1 二维磁光阱部分

二维磁光阱真空腔室从结构上看类似一个八面体，其真空度相对于三维磁光阱玻璃真空腔室较低，约为  $1.0 \times 10^{-8} \text{Pa}$ 。具体平面结构图详见图 3.2。两束冷却俘获光分别由斜  $45^\circ$  入射到二维磁光阱真空腔室，穿过二维磁光阱真空腔室后经由  $0^\circ$  反射镜反射后对射（反射镜的反射率高达 99.99%），实现钠原子在二维磁光阱真空腔室中的二维冷却与俘获。二维磁光阱真空腔室整体主要由无磁不锈钢构成，其中有六个面的端面是玻璃窗口，窗口玻璃镀有 589nm-780nm 的  $0^\circ$  增透膜，用

于减少光功率的损失，无磁不锈钢封口与玻璃窗口通过 CF16 法兰连接，其中法兰也是由无磁不锈钢材料制成。最边上的一个端面连接有一个 40L 的离子泵，靠近光学平台的一个端面连接有一个定制的封闭中空无氧铜管，铜管里装有一个钠泡，为二维磁光阱真空腔室冷却俘获原子提供钠原子源。鉴于国外 Tiecke 和 G.Lamporesi 等小组在钠冷原子的相关实验中二维磁光阱真空腔室的几何结构 [73, 74]，结合我们的实验需求及目的，我们参考并设计了上述二维磁光阱真空腔室同时采用无氧中空铜管放置钠原子源。

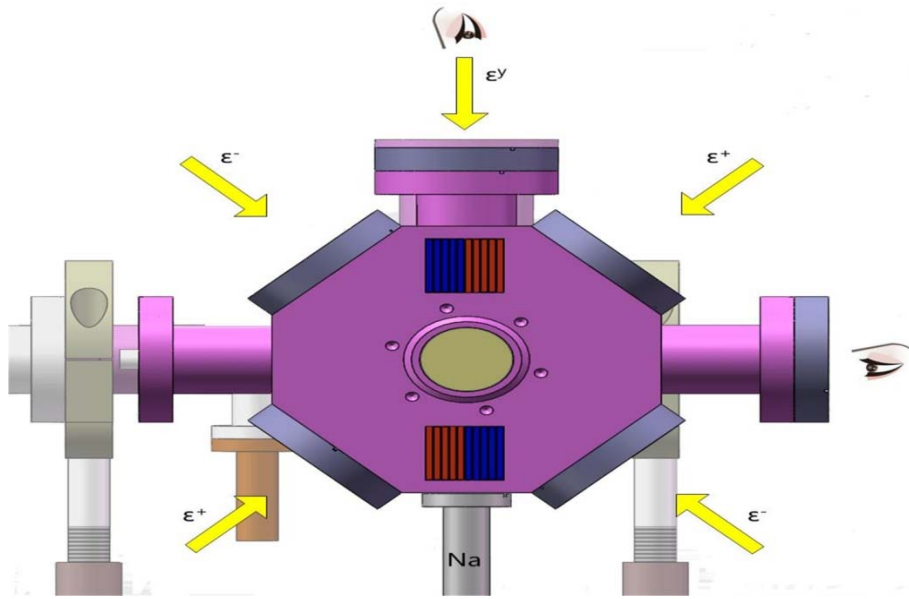


图 3.2 预冷却平面的 2D 视图

玻璃泡中的钠原子纯度为 99.99%，是我们特意从国外的材料公司专门定制购买的。在对真空系统进行抽真空操作之前，我们已经事先将钠泡放置于无氧中空铜管中，紧固连接铜管和二维磁光阱真空腔室的端口的法兰，待到二维磁光阱真空腔室和三维磁光阱真空玻璃腔室的真空度满足实验要求后，抽真空操作结束。调节好用于二维磁光阱真空腔室冷却俘获钠原子的所有激光束后，我们便可以用应力挤压无氧中空铜管，使得放置在其中的钠玻璃泡被充分挤压破碎，之后缓慢增加均匀缠绕在铜管外壁加热丝的温度，使得加热丝逐步发热直至铜管外壁的温度升至 200℃ 左右，这样二维磁光阱真空腔室中就充满钠原子蒸汽。这里需要注意的是，加热丝的温度需要严格控制在一定范围内，温度低了钠原子蒸汽的浓度不够满足实验要求，温度太高，有部分钠原子蒸汽容易凝结在塞曼减速光束入射的窗口上。

已知金属钠的熔点为  $T_m = 97.8^\circ\text{C}$ ，知道具体加热丝的温度，我们近似认为加热丝的温度与铜管外壁的温度相等，我们就可以根据公式  $v = [2k_B T_0 / m]^{1/2}$  得到二

维磁光阱真空腔室中钠原子的平均速度，式中  $k_B$  指玻尔兹曼常量，具体数值可查表得知， $T_0$  是铜管外壁的温度，具体数值近似等于加热丝的温度， $m$  是钠泡中钠原子的质量，具体数值由钠泡的说明书中给出，带入具体每个量的数值，我们得出二维磁光阱真空腔室中钠原子的平均速度  $v \approx 584 \text{m/s}$ 。

用于二维磁光阱真空腔室冷却俘获钠原子的激光光束全部分布在 Y-Z 平面，其中塞曼减速光沿-Y 轴入射作用到二维磁光阱真空腔室的钠原子，减速作用满足关系式：

$$F(v, z) = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \times \frac{s_0(z)}{1 + s_0(z) + 4[\Delta + kv - \mu B(z)/\hbar]^2 / \Gamma^2}$$

其中， $k$  表示塞曼减速光的光波矢量， $s_0(z)$  表示钠原子跃迁的共振饱和参数，具体数值可以查表得知， $\Delta$  表示塞曼减速光的频率失谐量， $v$  表示钠原子的平均速度， $\mu$  表示钠原子跃迁的磁矩， $B(z)$  表示磁场的大小。在塞曼减速光的作用下，二维磁光阱真空腔室中只有减速到约  $20 \text{m/s}$  的钠原子才能被冷却俘获。

调试好两束二维磁光阱的冷却光以及塞曼减速光束的偏振方向和光功率后，如果有钠原子被冷却俘获在二维磁光阱真空腔室中，透过玻璃窗口，我们不需要任何辅助工具便可以肉眼看到一根细细的亮黄线。透过塞曼减速光束的入射窗口，我们看到的被冷却俘获的钠原子如图 3.3(a) 所示，透过沿 Y 轴方向的窗口，我们看到的被冷却俘获的钠原子如图 3.3(b) 所示。

这里需要格外强调的是，实验中用于二维磁光阱的冷却光和再泵浦光全部通过  $589 \text{nm}$  的零度高反镜实现冷却光和再泵浦光在二维磁光阱真空腔室中双穿，同时我们在扩大光束直径的同时需要将二维磁光阱冷却光和再泵浦光调节的略微汇聚一些，这是因为二维磁光阱真空腔室的腔镜和高密度的钠原子气体会导致二维磁光阱冷却光的功率不平衡，将二维磁光阱冷却光和再泵浦光扩束后光束调制的略微会聚，可以得到最优的光功率平衡效果。同时我们发现当二维磁光阱的冷却光和再泵浦光通过  $589 \text{nm}$  的零度高反镜后的反射光与入射光稍稍不重合时，肉眼在二维磁光阱真空腔室中观测到的钠原子云会有所倾斜，据此实验上根据在二维磁光阱真空腔室中观测到冷却俘获的钠原子是否呈现一条直线来优化反射光的角度，如图 3.3(b) 所示。

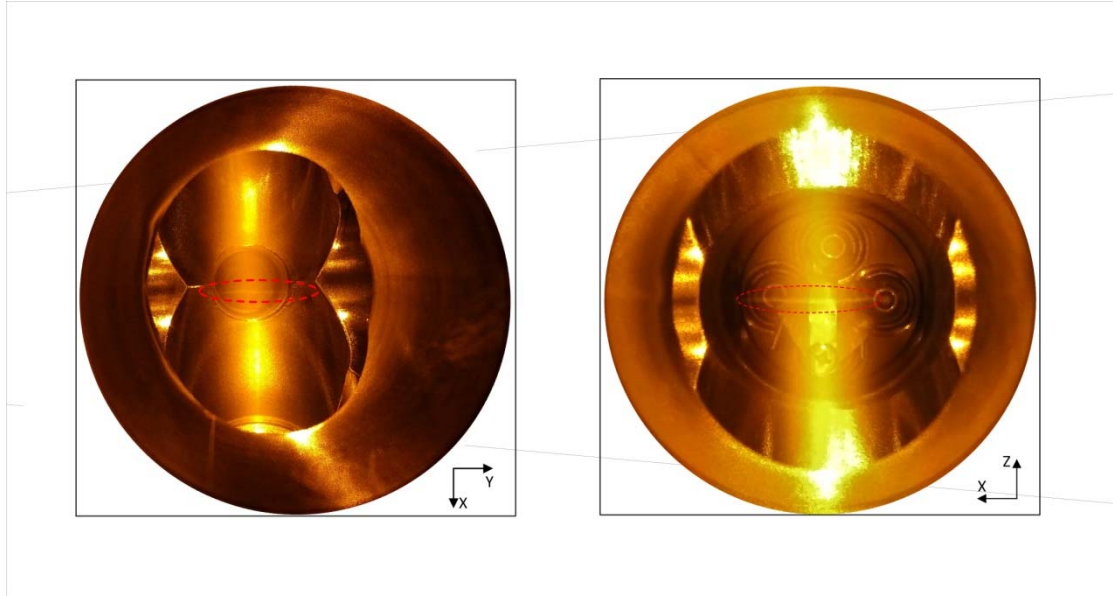


图 3.3(a) 沿预冷却平面 z 轴窗口看到的 x-y 平面的冷原子

图 3.3(b) 沿预冷却平面 y 轴窗口看到的 x-z 平面的冷原子

### 3.2 三维磁光阱部分

三维磁光阱真空玻璃腔室从结构上看是一个六面体，其真空度相对于二维磁光阱真空腔室较高，约为  $1.0 \times 10^{-9} \text{Pa}$ ，高真空度有利于降低钠原子在背景气体中的碰撞率，使得钠原子在三维磁阱和光阱中的寿命提高。三维磁光阱真空玻璃腔室的主体部分由五块玻璃粘接而成，所有玻璃两面同样镀有  $589\text{nm}-780\text{nm}$  的  $0^\circ$  增透膜，另一面连接  $150\text{L}$  的离子泵。

二维磁光阱真空腔室和三维磁光阱真空玻璃腔室由中空差分管连接在一起，差分管同样是由无磁不锈钢制成，其具体的结构参数为：内部直径  $d=6\text{mm}$ ，长度  $l=190\text{mm}$ 。差分管的导气率可由公式  $C=12d^3/l[L/s]$  <sup>[75]</sup> 计算得到，带入上述差分管的各个参数(均以  $\text{cm}$  为单位)，计算得到差分管的导气率为： $C_{\text{tube}}=0.136\text{L/s}$ 。

实验中，二维磁光阱真空腔室和三维磁光阱真空玻璃腔室的真空度不同，二维磁光阱真空腔室的真空度约为  $1.0 \times 10^{-8} \text{Pa}$ ，三维磁光阱真空玻璃腔室的真空度约为  $1.0 \times 10^{-9} \text{Pa}$ 。根据公式：

$$P_{3D}/P_{2D} = C_{\text{tube}} / S_{\text{Pump}} / 1 + C_{\text{tube}} / S_{\text{Pump}}$$

式中， $P_{3D}$  为三维磁光阱真空玻璃腔室的真空气压强， $P_{2D}$  为二维磁光阱真空腔室的真空气压强， $C_{\text{tube}}$  为差分管的导气率， $S_{\text{Pump}}$  表示离子泵的导气率。带入  $C_{\text{tube}}=0.136\text{L/s}$  和  $S_{\text{Pump}}=40\text{L/s}$  计算得到由差分管连接的两个真空腔室的真空气压比值为： $P_{3D}/P_{2D} \approx 0.34 \times 10^{-2}$ ，该计算结果说明两个真空腔室的真空气压强相差两

个数量级。

实验中放置钠原子源的无氧铜管沿 Z 轴放置，相比于沿 X 轴轴向装载原子源，这种径向装载钠原子源的方法使得从钠泡里刚刚被蒸发出来的高速钠原子不可能直接通过差分管直接到达三维磁光阱真空玻璃腔室，从而改变三维磁光阱真空玻璃腔室的背景气压。在二维磁光阱真空腔室中被冷却俘获的钠原子通过推送光束推送到三维磁光阱真空玻璃腔室，实现钠原子在三维磁光阱真空玻璃腔室的冷却与俘获。

这套真空系统同时还可以冷却俘获其他种类的碱金属原子，比如钾原子，目前我们已经在该真空系统中提前放置了钾原子源，只是待在三维磁光阱真空玻璃腔室中冷却俘获足够数量的钠原子后，才着手在该真空系统中再次冷却俘获钾原子，为我们日后实现超冷分子  $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$  做好准备工作。





## 第四章 激光系统

### 4.1 激光光源

我们采用磁光阱冷却俘获钠原子，拥有稳定的激光源是实验能够顺利进展的第一步。我们知道钠原子有两条吸收线  $D_1$  线和  $D_2$  线，选定钠原子的  $D_2$  吸收线 589nm 作为实验中用于冷却俘获钠原子的激光频率，即从钠原子的  $3^2s_{1/2} |F=2\rangle$  态到  $3^2P_{3/2} |F=3\rangle$  态。目前能够直接稳定输出 589nm 波长的激光器只有染料激光器，有些做有关钠冷原子的科研小组选用包括 589nm 波长的染料激光器，但是染料激光器存在一些不可避免的缺陷，染料激光器本身体积相对于二极管激光器等其他激光器较为庞大，况且染料激光器的价格偏高，同时它的使用寿命相对于其他激光器也相对较短。

我们实验上采用激光倍频技术获得冷却俘获钠原子的光源，也就是将二极管激光器输出的 1178nm 的激光通过单频拉曼光纤放大器再经过倍频腔实现 589nm 激光的输出。具体倍频过程为：首先将输出功率约为 23mW 的 1178nm 二极管激光器作为种子光源，激光器的具体型号为：SYST DL Pro 1178nm, Toptica Photonics; 然后将种子光源泵浦注入到单频拉曼光纤放大器，单频拉曼光纤放大器的具体型号为：RFA-P-8-1178-SF, MPB, 使得原先的输出功率 23mW 实现功率放大到 4W, 之后从单频拉曼光纤放大器输出的功率为 4W 的 1178nm 激光经过内置一非线性晶体的倍频腔，非线性晶体的组成材质为  $LiB_3O_5$ ，长度为 15mm，倍频腔的具体型号为：SYST SHG PRO 589, Toptica Photonics，最终由倍频腔实现输出功率约为 3W 的 589nm 激光，同时测得激光的线宽小于 500KHz，相对于钠原子  $D_2$  吸收线的自然线宽 9.79MHz，足够满足实验中对能够冷却俘获钠原子激光源的需要。

### 4.2 开启和关闭激光器

现详细说明一下开启以及关闭激光器的一系列步骤，需要声明的是这些步骤必须依次进行。

开机：

1. 倍频腔的温控设置由最初调试激光器的时候以及设定好了，以后便不做更改，并每次开关机都要核对温控是否有异象。其中 Tset1 为  $20.1^\circ$  (DL Pro), Tset2 为  $46.4^\circ$ 。倍频腔的控制程序在电脑上显示界面如图 1 所示。

2. 依次将激光器控制面板上的 Fast Analogy Control, PID Regulator, Scan Control, Feedback controlyzer, Current Control 这五个黑色机械开关打开，使开关

处于 ON 状态。

3. 在激光器的 Diode laser control 面板上按绿色激光器开启键，呈绿色后即 为开启 DL Pro。这里需要说明的是，开关 DL Pro 不需要升降电流。

4. 开启 Ytterbium Fiber Laser 控制器电源绿色开关键，呈绿色。

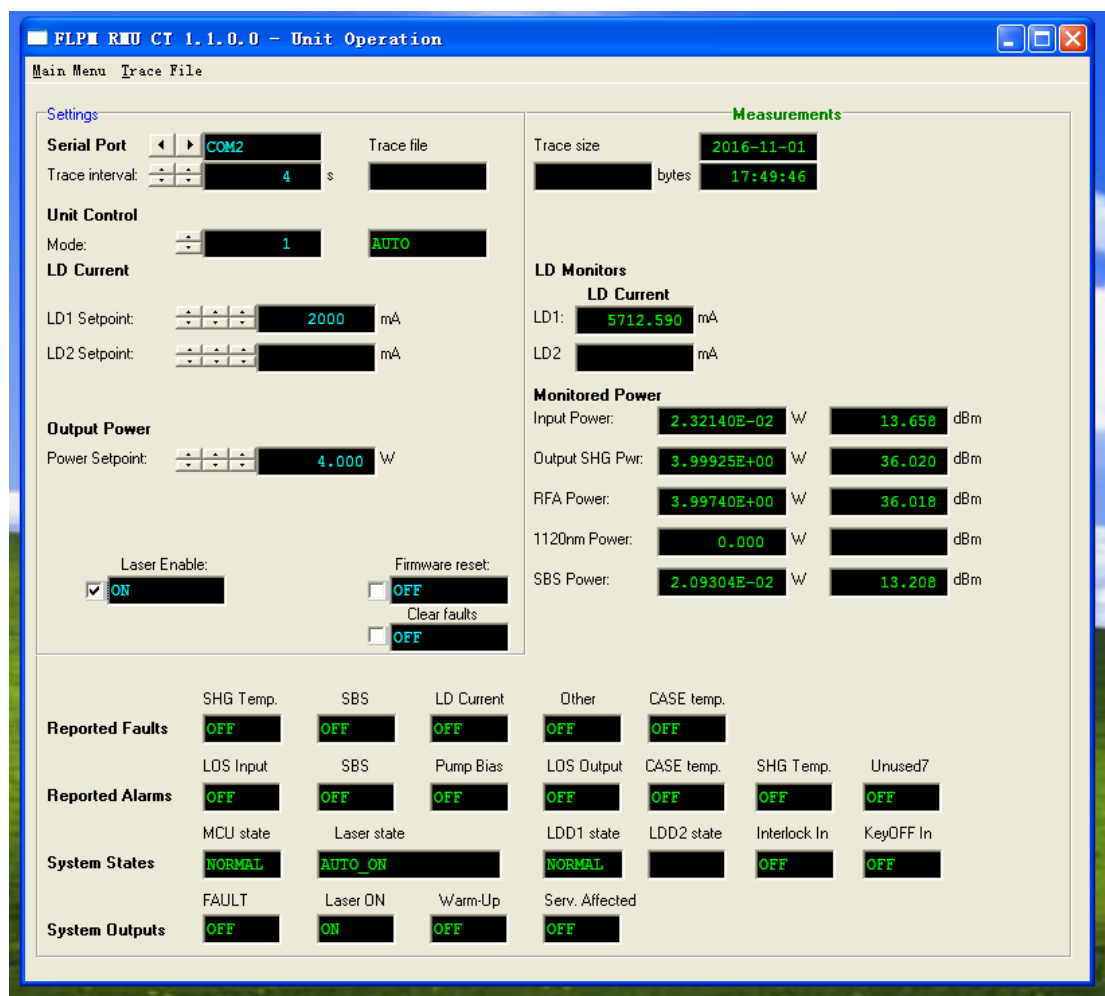


图 4.1 倍频腔控制程序 RFA 开启后显示界面

5. 开启电脑桌面上的控制程序 RFA, 如图 4.1 所示。设置 Serial port 为 COM2, 设置 Trace interval 为 4s, 设置 Unit Control Mode 为 1 AUTO, 设定 Output Power 为 4W, 然后点击 Laser Enable 选择 ON 态, 待 LD Monitors 中的 LD Current LD1 从 0mA 升至 5700mA 左右后, 旋转 Ytterbium Fiber Laser 控制器面板上的钥匙至 打开状态, 直至钥匙的指示灯由橘黄色转为绿色。(这里需要说明的是, Input Power 的最大值为  $2.32E-02W$ , 当 Input Power 的显示值低于  $2.32E-02W$  时, LD Monitors 中的 LD Current LD1 最后稳定的电流值会增大, 我们应该每次开机时 关注一下 Input Power 的显示值有没有掉的比较多, 如果 Input Power 的显示值低 于  $1.80E-02W$ , 我们应该打开激光器重新调试, 直至 Input Power 的显示值重新

回到 2.32E-02W。) )

6. 最后扫描倍频腔的模式和鉴频曲线, 扳动 Scan Control 控制面板上的开关 Lock of Scan 到最下方, 锁定倍频腔, 589nm 黄光输出功率瞬间增大到 3W, 整个开机过程完成。

关机:

关机过程和开机过程相反, 具体步骤为:

1. 解锁倍频腔, 扳动 Scan Control 控制面板上的开关 Lock of Scan 到最上方, 589nm 黄光输出功率瞬间减弱。

2. 点开电脑桌面上的程序 RFA, Laser Enable 选项框中选择 OFF, LD Monitors 中的 LD Current LD1 电流值逐渐降低到 0mA, 关闭 RFA 程序。

3. 在 Ytterbium Fiber Laser 控制面板上, 首先旋转钥匙至关闭状态, 显示为橘红色灯, 再按红色电源断开键, 关闭 Ytterbium Fiber Laser。

4. 在激光器的 Diode laser control 面板上按红色激光器断开键, 关闭 DL Pro。

5. 依次将激光器控制面板上的 Fast Analogy Control, PID Regulator, Scan Control, Feedback controlyzer, Current Control 这五个黑色机械开关断开, 使开关处于 OFF 状态。

这里需要额外说明的是: 整个开机以及关机过程都不需要降倍频腔的温控 Tset1 以及 Tset2 的设定温度, 如果需要降温, 倍频腔 Tset2 的温度要从设定温度 46.4° 非常缓慢的降低至室温, 以免由于温度下降的过快导致倍频腔内的晶体有裂纹甚至于碎裂。

### 4.3 钠黄双线

实验中我们选取钠原子的 D<sub>2</sub> 吸收线 589nm 作为实验中用于冷却俘获钠原子的激光频率, 即从钠原子的  $3^2s_{1/2}|F=2\rangle$  态到  $3^2P_{3/2}|F=3\rangle$  态。我们知道钠原子的最外层有 11 个电子, 属于多电子原子, 由于钠原子核外电子的角动量  $J$  和原子核的磁矩  $u$  对应的磁场之间的磁超精细相互作用, 使得钠原子的精细结构进一步分裂, 形成超精细结构, 如图 4.2 所示。其中磁超精细相互作用的哈密顿量的表达式为:

$$\mathcal{H}_m = \left( 2\mu_B \frac{\mu_I}{I} \right) I \left\{ \sum_i \left[ \frac{l_i}{r_i^3} - \frac{1}{r_i^3} \left( s_i - \frac{3(s_i \cdot r_i)r_i}{r_i^2} \right) \right] + \sum_j \left( \frac{8\pi}{3} \right) |\psi_j(0)|^2 s_j \right\} \dots \quad (1)$$

式中第一部分求和是对所有电子轨道角动量  $l \neq 0$  的电子求和, 脚表为  $i$ ; 第二部分求和为对所有电子轨道角动量  $l=0$  的电子 ( $s$  电子) 求和, 脚表为  $j$ ,  $u_B$  为

玻尔兹曼常量,  $u_I$  为原子核的磁矩,  $I$  为原子核的自旋角动量,  $l$  为电子的轨道角动量,  $s$  为电子的自旋,  $r$  为以原子核为原点的电子坐标,  $|\psi(0)|^2$  表示在原子核处 ( $r=0$ ) 电子出现的概率密度。

由于原子中满壳层的球对称性, 上式只需要对所有的价电子求和即可。即使对于价电子, 它们的角动量产生的效应有时也可能抵消; 例如, 若有两个价电子  $ns^2$  形成  $^1S_0$  态, 那么它们将不能引起能级的超精细分裂。

不过, 总的磁超精细相互作用哈密顿量总可以写成如下形式, 即:

$$\mathcal{H}_m = A(J)I \cdot J \quad (2)$$

这里  $J$  为所有电子的总角动量, 或者说是所有价电子的总角动量。  $A(J)$  正比于  $u_I/I$  与  $B_{el}$ 。其中  $B_{el}$  指电子在原子核处感受到的磁场。由此出发, 我们可以借助量子力学计算磁超精细相互作用哈密顿量的平均值, 即超精细相互作用能量分裂的一般表达式:

$$\Delta E = \frac{1}{2} A(J) [F(F+1) - J(J+1) - I(I+1)] \quad (3)$$

它决定了超精细结构的一些性质:

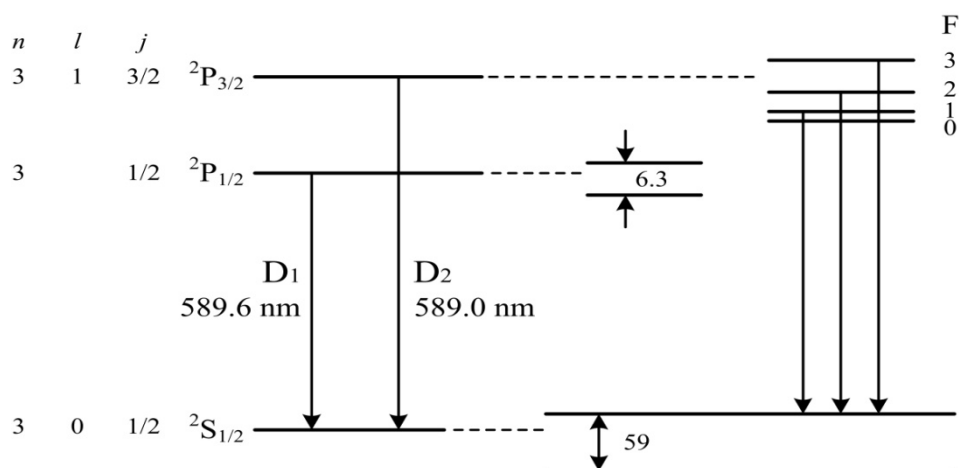
1. 超精细能级主要由原子体系 (包括电子和原子核) 的总角动量子数  $F$  来描述, 由于  $F = I + J$ , 对于确定的  $I$  和  $J$ ,  $F$  的可能值为  $(I+J)$ ,  $(I+J)-1$ ,  $\dots$ ,  $|I-J|+1$ ,  $|I-J|$ , 当  $I < J$  时, 有  $(2I+1)$  个  $F$  值。换言之,  $F$  值得个数主要由  $I$  和  $J$  中较小的一个决定。

2. 对于某一个  $F$  值, 有  $(2F+1)$  个  $M_F$  值, 它们具有相同的能量分裂, 即  $(2F+1)$  度简并。

3. 超精细结构光谱线的相对强度满足相加规则。即, 不同  $F$  值的光强之比由统计权重 ( $M_F$  的个数) 决定, 也就是由  $(2F+1)$ 。例如, 跃迁到  $F=7$  的光强和跃迁到  $F=1$  的光强之比为  $(2 \times 7 + 1) / (2 \times 1 + 1) = 5$ 。

4. 超精细相互作用常数  $A(J)$  是能级分裂大小的量度, 各超精细能级之间的间距服从以下规则:  $\Delta E(F) - \Delta E(F-1) = A(J)F$ , 称为超精细能级分裂间距规则, 它是 (3) 式的直接结果。从  $F_{\min} = |I - J|$  起到  $F_{\max} = (I + J)$  止, 相邻能级间距随  $F$  按等差级数增加。

5. 不同超精细能级之间的电偶极跃迁满足选择规则:  $\Delta F = 0, \pm 1$ ,  $\Delta M_F = 0, \pm 1$ , 且  $F$  的  $0 \rightarrow 0$  跃迁为禁戒跃迁。

图 4.2  $^{23}\text{Na}(I=3/2)$  的精细结构与超精细结构

#### 4.4 实验光路设计

实验中冷却俘获钠原子的激光源不仅要求功率够大，同时要求频率必须稳定。为了保证激光源输出的频率稳定，实验上将由激光器输出的激光经由一分光棱镜分出一小部分激光到钠原子的饱和吸收区域，运用原子饱和吸收谱技术使得激光器的输出频率锁定在  $f_{2-3} - 199\text{MHz}$  频率上，其中  $f_{2-3}$  表示  $F=2 \rightarrow F'=3$  跃迁线的频率，如图 4.3 所示。

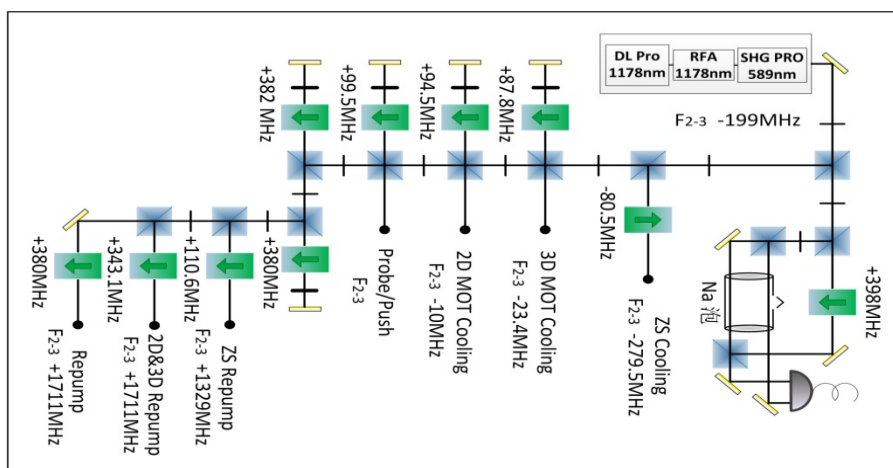


图 4.3 用于冷却俘获钠原子的光路设计图

已知金属钠的熔点  $T_m = 97.8^\circ\text{C}$ ，室温下玻璃钠泡内的蒸气压太低，不利于钠原子的饱和吸收。为使饱和和吸收信号增强，我们需要加热玻璃钠泡，具体操作就是在玻璃钠泡的外壁均匀缠上加热丝，连接温控设备，单次控制升温  $10^\circ\text{C}$ ，待玻璃钠泡的温度稳定以后再磁升温，持续重复操作该加温过程，直至玻璃钠泡的温度升至  $200^\circ\text{C}$ ，我们可以通过肉眼清晰的看到玻璃钠泡里面两条明亮的饱和吸

收线。这里我们采用梯度加热的方法对玻璃钠泡进行加热，玻璃钠泡里面的钠原子不会由于温度差而吸附到玻璃钠泡的入射窗上，从而影响钠原子的饱和吸收效果。这里还需要说明的一点是，为了有效降低激光器的输出噪声，当玻璃钠泡中出现钠原子的饱和吸收谱时，如图 4.4 所示，需要将调制信号加载到泵浦光上。

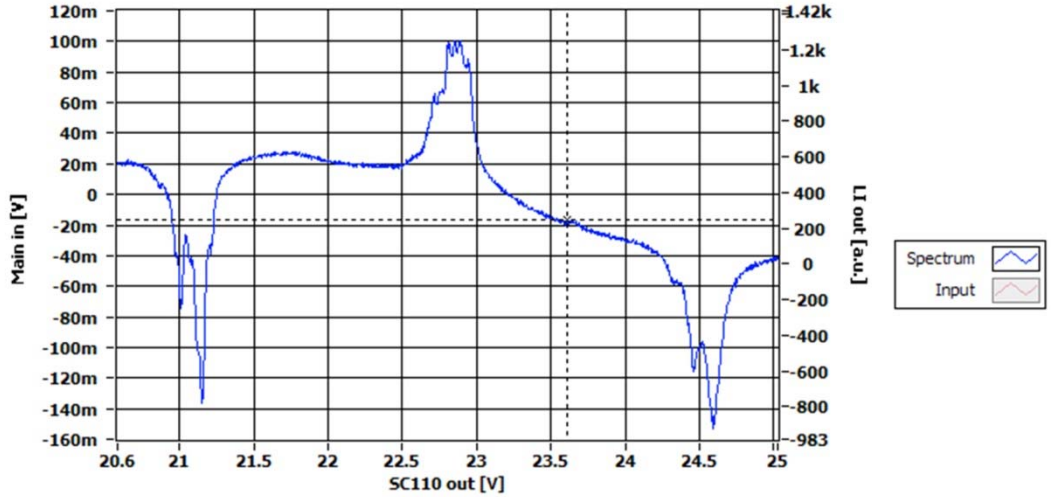


图 4.4  $^{23}\text{Na}(I=3/2)$  饱和吸收谱线

## 4.5 实验光束频率设置

实验中，冷却俘获钠原子需要多束激光束。其中包括用于二维磁光阱冷却俘获钠原子的两束冷却光，再泵浦光，以及塞曼减速冷却光和再泵浦光；用于三维磁光阱冷却俘获钠原子的六束冷却光和再泵浦光；一束推送光和两束探测光。这些激光束的频率不尽相同，为了得到我们所需要的各个频率的激光束，实验上全部采用声光调制器 (AOM) 在激光器锁定稳定频率  $f_{2-3}-199\text{MHz}$  的基础上进行频率的调制，并且保证每个声光调制器单穿的效率不低于 80%，双穿的效率不低于 65%。调制好频率的各个激光束通过光纤由搭建光路的光学平台传送到搭建真空系统以及用于冷却俘获钾原子的光学平台上，并且每根光纤的传输效率不低于 70%。

下面详细说明一下实验中用于冷却俘获钠原子的各个激光束的频率相对于激光器锁定的稳定频率  $f_{2-3}-199\text{MHz}$  的失谐情况，如图 4.5 所示。

(1) 二维磁光阱中，用于冷却俘获钠原子的冷却光的频率设定为： $f_{2DC} = f_{2-3} - 199\text{MHz} + 2 \times 94.5\text{MHz} = f_{2-3} - 10\text{MHz}$ ，式中  $f_{2DC}$  表示用于二维磁光阱的冷却光频率， $f_{2-3}$  表示  $F=2 \rightarrow F'=3$  跃迁线的频率差，计算结果表明用于二维磁光阱的冷却光频率相对于  $F=2 \rightarrow F'=3$  跃迁线负失谐  $10\text{MHz}$ ；

(2) 二维磁光阱中, 用于冷却俘获钠原子的塞曼减速冷却光的频率设定为:  
 $f_{ZSC} = f_{2-3} - 199\text{MHz} - 80.5\text{MHz} = f_{2-3} - 279.5\text{MHz}$ , 式中  $f_{ZSC}$  表示用于二维磁光阱的塞曼减速冷却光的频率,  $f_{2-3}$  表示  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  跃迁线的频率差, 计算结果表明用于二维磁光阱的塞曼减速冷却光频率相对于  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  跃迁线负失谐  $279.5\text{MHz}$ ;

(3) 三维磁光阱中, 用于冷却俘获钠原子的冷却光的频率设定为:  
 $f_{3DC} = f_{2-3} - 199\text{MHz} + 2 \times 89.5\text{MHz} = f_{2-3} - 20.4\text{MHz}$ , 式中  $f_{3DC}$  表示用于三维磁光阱的冷却光频率,  $f_{2-3}$  表示  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  跃迁线的频率差, 计算结果表明用于三维磁光阱的冷却光频率相对于  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  跃迁线负失谐  $20.4\text{MHz}$ ;

(4) 用于冷却俘获钠原子的推送光的频率设定为:  
 $f_P = f_{2-3} - 199\text{MHz} + 2 \times 99.5\text{MHz} = f_{2-3}$ , 式中  $f_P$  表示推送光的频率,  $f_{2-3}$  表示  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  跃迁线的频率差, 计算结果表明推送光的频率与  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  跃迁线的频率差相等, 即推送光的频率与  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  跃迁线的频率共振;

(5) 二维磁光阱和三维磁光阱中, 用于冷却俘获钠原子的再泵浦光的频率设定值是一样的, 具体表达式为:

$$f_{2DR} = f_{3DR} = f_{2-3} - 199\text{MHz} + 2 \times 382\text{MHz} + 2 \times 380\text{MHz} + 343\text{MHz} = f_{2-3} + 1668\text{MHz}$$

式中  $f_{2DR}$  表示用于二维磁光阱的再泵浦光频率,  $f_{3DR}$  表示用于三维磁光阱的再泵浦光频率,  $f_{2-3}$  表示  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  跃迁线的频率差, 计算结果表明用于二维磁光阱和三维磁光阱的再泵浦光频率相对于  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  跃迁线正失谐  $1668\text{MHz}$ ;

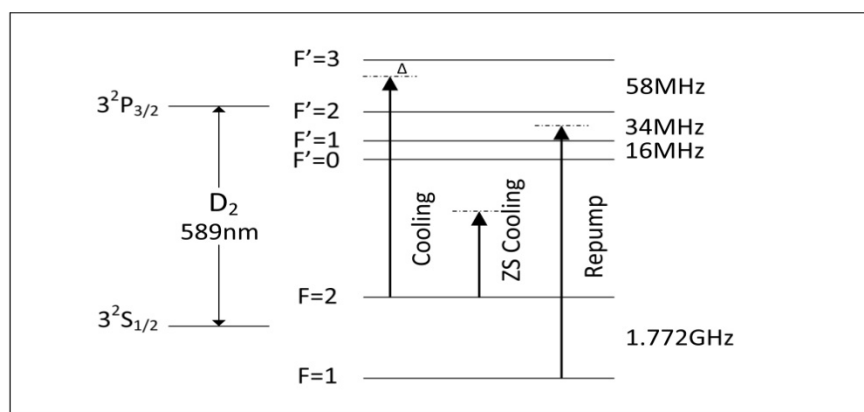


图 4.5 部分激光束的频率相对于激光器锁定的稳定频率  $f_{2-3}-199\text{MHz}$  的失谐情况

(6) 二维磁光阱中, 用于冷却俘获钠原子的塞曼减速再泵浦光的频率设定为:  
 $f_{ZSR} = f_{2-3} - 199\text{MHz} + 2 \times 382\text{MHz} + 2 \times 380\text{MHz} + 110\text{MHz} = f_{2-3} + 1435\text{MHz}$ ,

式中  $f_{ZR}$  表示用于二维磁光阱的塞曼减速再泵浦光频率,  $f_{2-3}$  表示  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  跃迁线的频率差, 计算结果表明用于二维磁光阱的塞曼减速再泵浦光频率相对于  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  跃迁线正失谐  $1435\text{MHz}$ ;

根据以上对冷却俘获中性钠原子的再泵浦光的频率分析可知, 再泵浦光的频率相对于激光器的输出频率  $f_{2-3}$  失谐  $1.5\text{G}$  左右, 相比于冷却光的频率失谐量大得多。实验过程中, 为了保证激光功率的高效利用, 对于再泵浦光的频率调控, 我们没有采用电光调制, 而是将频率锁定在  $f_{2-3} - 199\text{MHz}$  的激光两次双穿  $380\text{MHz}$  的声光调制器, 再紧接着通过分光棱镜将不同需求的光束单穿不同频率设置的声光调制器, 从而满足所有不同再泵浦光的频率需求。这样搭建的光路相对采用电光调制稍微繁琐一些, 整个光路占用光学平台的空间也更多, 但是激光的利用效率却更高。

在前面关于真空系统的介绍中, 提及到整个冷却俘获中性钠原子的实验装置我们涉及两个光学平台, 其中一个光学平台用于搭建冷却俘获中性钠原子所需要的所有激光束, 另外一个平台放置整个真空系统。在调制好所有用于冷却俘获钠原子的激光束后, 我们将所需激光束打进保偏光纤, 光纤的具体型号为 (LPC-03-589-3.5/125-P-2.1-11AS-40), 即使用光纤将用于冷却俘获中性钠原子的激光束传输到放置真空系统的光学平台, 光纤可以高质量的传送 TEM 00 模式的光束。

实验中光纤传送的所有激光束的光斑约为  $3\text{mm}$ , 而实验中能够冷却俘获钠原子的激光束的直径要求为  $25\text{mm}$ , 除了在聚焦到差分管通道腰部  $320\mu\text{m}$  处的推送光。也就是说, 光纤传送的光束需要额外进行扩束后才可以直接作用于二维磁光阱真空腔室和三维磁光阱真空玻璃腔室。这里需要注意的是, 我们必须保证激光束扩束前后光束的偏振方向以及功率保持不变。

实验中测得, 作用于二维磁光阱真空腔室的两束冷却光的功率一致, 约为  $45\text{mW}$ , 再泵浦光的功率约为  $5\text{mW}$ , 塞曼减速冷却光的功率约为  $90\text{mW}$ , 塞曼减速再泵浦光的功率约为  $20\text{mW}$ , 作用于三维磁光阱真空玻璃腔室的六束冷却光的功率一致, 约为  $35\text{mW}$ , 再泵浦光的功率约为  $5\text{mW}$ , 推送光的功率约为  $3\text{mW}$ 。



## 第五章 构造二维磁光阱

在冷却俘获中性钠原子的实验中，二维磁光阱主要由二维的四极磁场和二维光阱两部分组成，其中二维的四极磁场由永磁铁产生，二维光阱由两束经由  $0^\circ$  的  $589\text{nm}$  高反镜反射的冷却光和再泵浦光的耦合光组成，详见真空系统部分的图 3.2。

### 5.1 四极磁场的设计

实验上产生二维四极磁场的永磁铁在淘宝网上购买，如图 5.1 所示。这种永磁铁由本身拥有强磁性的铷铁硼“稀土”材料混合制成，单个磁铁长  $30\text{mm}$ ，宽  $10\text{mm}$ ，厚  $3\text{mm}$ ，是目前国内同等尺寸的永磁铁中可以产生稳定较强磁场的永磁铁。



图 5.1  $30*10*3\text{mm}^3$  永磁铁

单个永磁铁远不足够产生二维磁光阱所需要的二维四极磁场，我们根据真空系统的具体结构自行设计了两对铝型材支架，如图 5.2 所示，每对铝型材支架由两个支架构成，每个支架上固定 10 个永磁铁，总共需要 40 个永磁铁即可产生用于冷却俘获钠原子的二维磁光阱所需要的磁场。每对铝型材支架上的永磁铁组间的竖直间距为  $102\text{mm}$ ，两对铝型材支架间的水平间距为  $80\text{mm}$ ，四个铝型材支架上的永磁铁组对角的同向放置，相邻的方向放置，然后由无磁螺丝固定在真空系统二维磁光阱真空腔室附近的器件上。我们实验测得永磁铁组可以产生  $36\text{G/cm}$  的高梯度磁场，足以满足二维磁光阱对磁场的需求。

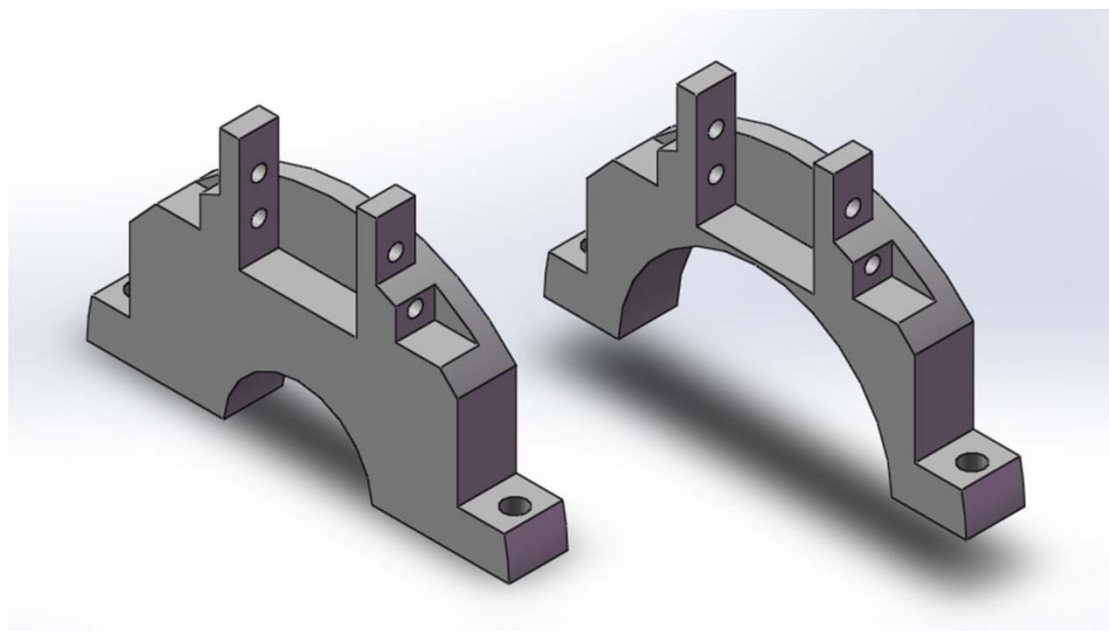


图 5.2 固定永磁铁的铝制支架

同时我们将永磁铁组在重力方向上的残余磁场用于塞曼减速，即不需要额外绕制用于产生塞曼减速所需磁场的线圈<sup>[76-78]</sup>。相比于专门绕制线圈产生塞曼减速磁场的方案，这种采用永磁铁的边缘磁场用作塞曼减速的方案可以大大节省实验空间，因为通常实验需要给用于产生塞曼减速磁场的线圈配备冷却系统，而永磁铁组在低于  $100\text{ }^{\circ}\text{C}$  的范围内可以产生稳定磁场，不需要配置冷却系统，从而使得整个实验装置更加简洁。

## 5.2 四极磁场的磁场分布

永磁铁组由铝型材支架固定，放置在真空系统的 Y-Z 平面上，为了清楚准确的了解永磁铁组产生的磁场分布情况，我们通过数值计算软件 Mathematica 自己设定程序来理论拟合永磁铁组产生的磁场分布，结果如图 5.3 所示。由图可知，在二维磁光阱真空腔室的中心点 ( $Y=0, Z=0$ ) 处磁场等于零，为二维磁光阱区域；磁场沿 Z 轴方向上存在两个极大值，相距  $102\text{mm}$ ；磁场沿着  $45^{\circ}$  方向上也存在四个零点，即磁场等于零，同时磁场方向在这四个零点处发生反转。

实际对于二维磁光阱来说，起到冷却俘获原子的仅是二维磁光阱中心点 ( $Y=0, Z=0$ ) 附近区域的磁场，外部其它区域的磁场对在二维磁光阱真空腔室中冷却俘获钠原子几乎没有影响，可以忽略。数值计算软件 Mathematica 的程序分析结果显示，在磁场的中间区域，垂直方向 (Z 轴) 和水平方向 (Y 轴) 的磁场梯度约为  $38.6\text{G/cm}$ ，磁场在竖直方向存在最大值  $180\text{G}$ ，同时存在最小值  $0\text{G}$ 。磁场在沿着二维磁光阱真空腔室的轴线方向 (Z 轴) 存在磁场为零的区域，也就是可

以实现钠原子在二维磁光阱中被冷却俘获的区域。

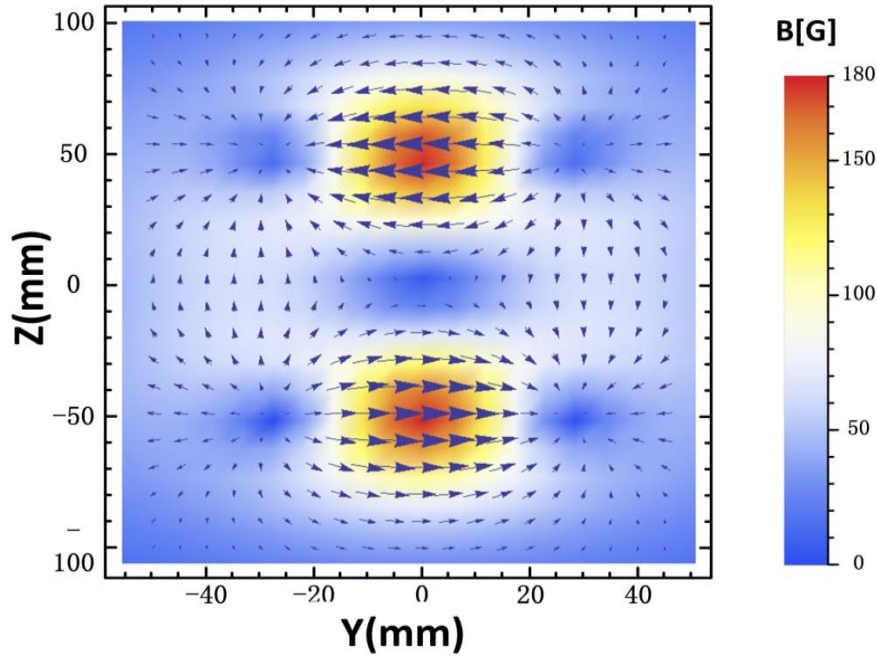


图5.3 二维磁光阱预冷却平面中心磁场分布图

根据磁场的矢量叠加原理，每个铝型材支架上固定的永磁铁个数不同，整个永磁铁组产生的二维四极磁场的梯度不同，同等条件下，为使三维磁光阱中冷却俘获的钠原子数量足够多，我们必须合适选择每个铝型材支架上永磁铁的数量，产生合适的四极磁场梯度，为钠原子在三维磁光阱中的冷却俘获提供足够数量的冷原子源。实验过程中，当在三维磁光阱中看到被冷却俘获的冷钠原子后，我们仅仅更换每个铝型材支架上固定的永磁铁个数，对比不同永磁铁个数产生的四极磁场的磁场梯度，如图 5.4 所示。

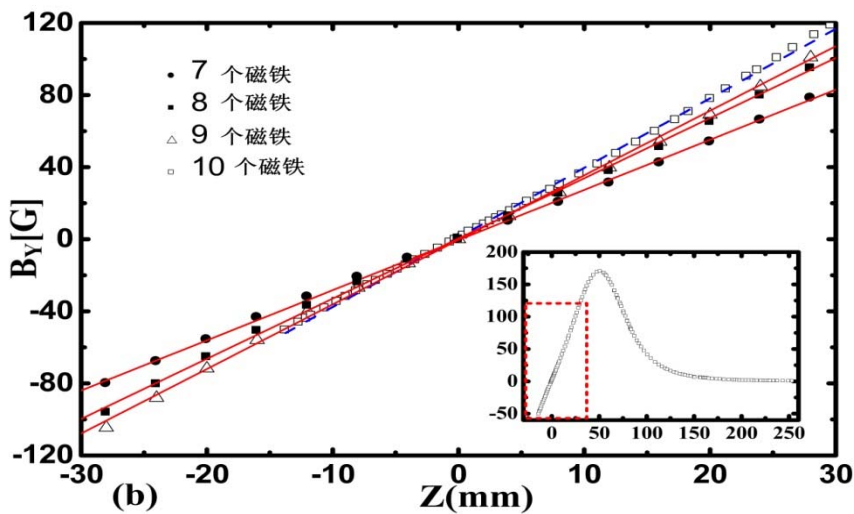


图5.4 磁场大小与磁铁个数的关系图

当单个铝型材支架上固定 7 个永磁铁时，整个永磁铁组产生的四极磁场的磁场梯度为  $27.8\text{G/cm}$ ；当单个铝型材支架上固定 8 个永磁铁时，整个永磁铁组产生的四极磁场的磁场梯度为  $33.4\text{G/cm}$ ；当单个铝型材支架上固定 9 个永磁铁时，整个永磁铁组产生的四极磁场的磁场梯度为  $35.8\text{G/cm}$ ；当单个铝型材支架上固定 10 个永磁铁时，整个永磁铁组产生的四极磁场的磁场梯度为  $38.6\text{G/cm}$ 。

由图 5 中的插图我们可以知道， $Z>0$  区域有两个减速区域，分别是二维磁光阱束缚区域和塞曼减速区域。由永磁铁组构成的四极磁场的中心磁场为二维磁光阱束缚钠原子提供所需磁场，边缘剩余磁场为塞曼减速冷却钠原子提供所需磁场。相对于标准的塞曼减速场，这里的塞曼减速更加简洁，不需要专门绕制为塞曼减速提供磁场的线圈，更不需要冷却线圈的冷却系统，大大节省了实验空间。当然，这种采用边缘磁场来冷却钠原子的塞曼减速的实验效果不及标准的塞曼减速。但是在实验上，我们关注的重点是二维磁光阱和简化塞曼减速器共同冷却俘获中性钠原子的作用效果，以及这两者对三维磁光阱中装载钠原子的影响。

这种利用永磁铁组构建二维磁光阱所需的中心四极磁场和边缘剩余磁场实现塞曼减速冷却俘获原子的方法，很多国际科研小组已经成功实现，并且在三维磁光阱中冷却俘获了可观的原子。巴西的一个科研小组通过对比这两种方案的结果发现，这种二维磁光阱和简化塞曼减速器的共同作用效果与二维磁光阱和标准塞曼减速器的共同作用效果近似相同，而且对三维磁光阱装载原子的影响一致。

这里需要特别说明的是，由于二维磁光阱以及塞曼减速器所需的磁场均有永磁铁组提供，而永磁铁由于其本身的特性，其在二维空间产生的磁场不可实现人为开关，是一直稳定存在的。实验中二维磁光阱和三维磁光阱的空间距离约为  $33\text{cm}$ ，利用磁场计测量永磁铁组在三维磁光阱区域中剩余的磁场为  $0.48\text{G}$ ，相比于为三维磁光阱提供稳定磁场的线圈所产生的磁场，基本上可以忽略永磁铁组产生的剩余磁场对三维磁光阱装载原子的影响。即使永磁铁组产生的剩余磁场对三维磁光阱装载原子的影响不可忽略，我们也可以采用三组地磁场线圈产生的磁场来抵消永磁铁组剩余磁场对三维磁光阱装载原子的影响。

## 第六章 实验结果与讨论

### 6.1 实验结果

实验中，钠原子首先在二维真空腔室中被冷却俘获，继而被一束推送光沿x轴通过差分管推送到高真空玻璃腔室，实现钠原子在三维磁光阱真空玻璃腔室被再次冷却与俘获。当钠原子在三维磁光阱真空腔室装载一定时间后，加大为三维磁光阱提供磁场的绕制亥姆霍兹线圈的电流，增大三维磁光阱的磁场，实现钠原子在三维磁光阱真空玻璃腔室的压缩，提高钠原子云的密度，同时需要控制三维磁光阱冷却光的频率失谐量以及光的强度，为避免钠原子被加热过量，最后采用原子饱和吸收成像技术统计三维磁光阱真空玻璃腔室中被冷却俘获的钠原子数。

从我们通过电荷耦合器件图像传感器 Charge Coupled Device, 即我们所说的 CCD, 在电脑显示器上看到三维磁光阱中被冷却俘获的钠原子显示为一团亮白色的原子云团。最开始在显示器上看到的在三维磁光阱真空玻璃腔室冷却俘获的钠原子云团大概只有蚕豆大小，实际通过肉眼可以清晰看到在三维磁光阱真空玻璃腔室中悬浮的钠原子团，大约只有绿豆大小，通过 CCD 看到的钠原子云团已经经过放大后呈现在电脑显示屏幕上。

为了最终在三维磁光阱真空玻璃腔室中冷却俘获足够数量的钠原子数，为我们后续实验奠定基础，在三维磁光阱真空玻璃腔室中冷却俘获一定数量的钠原子数后需要不断优化各项试验参数，其中包括二维磁光阱冷却光和再泵浦光的偏振和功率，三维磁光阱冷却光和再泵浦光的偏振和功率，塞曼减速冷却光和再泵浦光的偏振和功率，推送光的偏振和功率，永磁铁组的磁铁数量以及为三维磁光阱提供磁场的亥姆霍兹线圈的电流等试验参数，优化的依据就是在三维磁光阱真空玻璃腔室中冷却俘获的钠原子数，能实现钠原子数最多的即为最优参数。优化参数时，需要逐个优化每个参数，截止目前为止，实现钠原子数在三维磁光阱真空玻璃腔室中被冷却俘获到  $10^8$  数量级，如图 6.1 所示，当然这还没有到达我们的预期实验目标  $10^{10}$ 。

### 6.2 实验结果分析

为了在三维磁光阱真空玻璃腔室中冷却俘获足够数量的钠原子，我们一直在优化每一个可能影响钠原子数的试验参数，到目前为止，我们研究了塞曼减速冷却光的频率失谐量(如图 6.2)和光的偏振(如图 6.3)，二维磁光阱冷却光的频率(如图 6.4)以及推送光的频率(如图 6.5)对在三维磁光阱真空玻璃腔室中冷却俘获钠原子数的影响。

具体这些参数对在三维磁光阱真空玻璃腔室中冷却俘获钠原子数的影响详见如下分析。

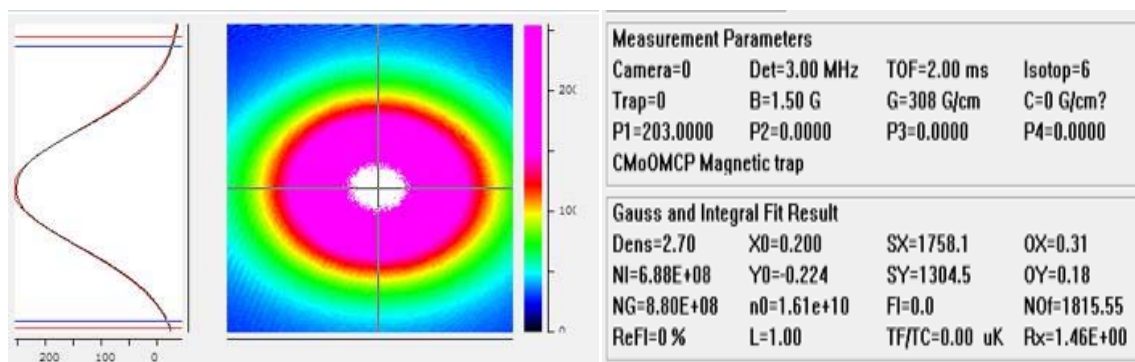


图 6.1 在三维磁光阱真空玻璃腔室中冷却俘获的钠原子数达到  $6.88 \times 10^8$

图 6.2 中给出了塞曼减速冷却光的频率失谐量对三维磁光阱真空玻璃腔室中冷却俘获钠原子数的影响。图中，横坐标显示为塞曼减速冷却光的频率失谐量，纵坐标显示为有塞曼减速冷却光作用下和没有塞曼减速冷却光作用下三维磁光阱真空腔

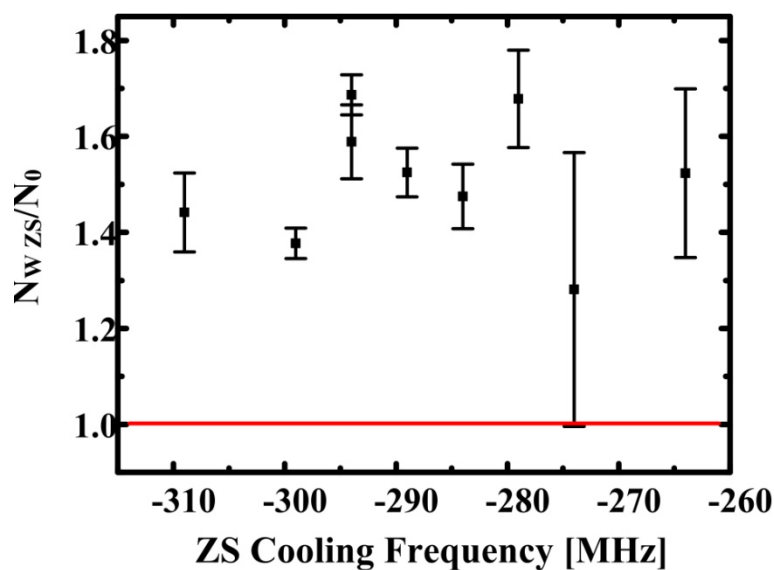


图 6.2 塞曼减速冷却光的频率失谐量对三维磁光阱冷却俘获钠原子的影响

室中冷却俘获的钠原子数的比值  $N_{wzs}/N_0$ ，其中  $N_{wzs}$  表示有塞曼减速冷却光束作用下测得的在三维磁光阱真空腔室中冷却俘获的钠原子数， $N_0$  表示没有塞曼减速冷却光束作用下测得的在三维磁光阱真空腔室中冷却俘获的钠原子数，当  $N_{wzs}/N_0=1$  时，表示没有塞曼减速冷却光束作用于二维磁光阱，如图 6.2 中红线所示。从图 6.2 中我们可以看出，塞曼减速冷却光在频率失谐较大范围内对二维磁光阱真空腔室中的原子存在减速效应，有塞曼减速冷却光的作用下，三维磁光阱真空腔室中冷却俘获

的钠原子数明显多于没有塞曼减速冷却光的作用，但可能由于实验中原子源的设计存在些许问题，三维磁光阱真空腔室中冷却俘获的钠原子数没有成倍的增涨。

图 6.3 中给出了塞曼减速冷却光的偏振对三维磁光阱真空玻璃腔室中冷却俘获钠原子数的影响。图中，横坐标显示为加在塞曼减速冷却光前偏振片上指示的度数，不同的度数对应于塞曼减速冷却光不同的偏振状态，纵坐标显示为三维磁光阱真空腔室中冷却俘获的钠原子数  $N$ 。从图 6.3 中我们可以看出，塞曼减速冷却光的偏振方向对二维磁光阱真空腔室中原子的塞曼减速效应效果明显，当偏振片处于  $110^\circ$  附近时，三维磁光阱真空玻璃腔室中冷却俘获的钠原子数最多，如图 6.3 中红色小箭头所指示，此时我们用偏振分析仪测得，塞曼减速冷却光处于圆偏振态。这是因为，在二维磁光阱平面内  $Z$  轴方向的磁场方向是沿着  $x$  轴逐渐递减的，磁场方向与钠热原子的运动方向互相垂直，由激光冷却原子的相关理论可知，只有塞曼减速冷却光的偏振方向为圆偏振光时，方可对二维磁光阱真空腔室中的钠热原子起到最大程度的塞曼减速作用。具体实验操作过程中，我们将塞曼减速冷却光调制为线偏振光，并且使其偏振方向沿着  $Y$  轴与永磁铁组产生的四极磁场方向垂直，此时有一半光强的塞曼减速冷却光处于圆偏振态，二维磁光阱的冷却效率最高，这便是我们取用的能够实现三维磁光阱真空玻璃腔室中冷却俘获钠原子数最多的最优方案。

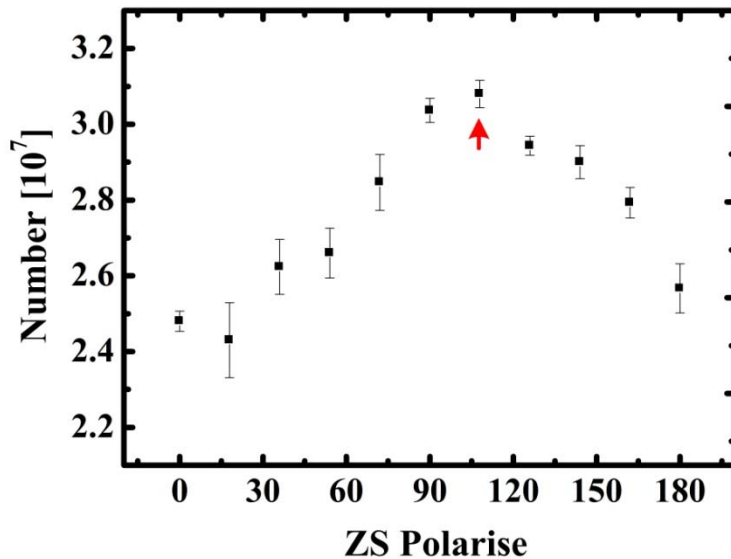


图 6.3 塞曼减速冷却光的偏振对三维磁光阱冷却俘获钠原子的影响

图 6.4 中给出了二维磁光阱冷却光的频率失谐量对三维磁光阱真空玻璃腔室中冷却俘获钠原子数的影响。图中，横坐标显示为二维磁光阱冷却光的频率失谐量，纵坐标显示为三维磁光阱真空腔室中冷却俘获的钠原子数  $N$ 。从图 6.4 中我们可以看出，

当二维磁光阱冷却光的频率失谐量为零时，即二维磁光阱冷却光的频率为  $f_{2-3}$ ，在三维磁光阱真空玻璃腔室中没有钠原子被冷却俘获，当二维磁光阱冷却光的频率红失谐  $12\text{MHz}$  左右时，三维磁光阱真空玻璃腔室中冷却俘获的钠原子数最多，如图 6.4 中红色小箭头所指示。

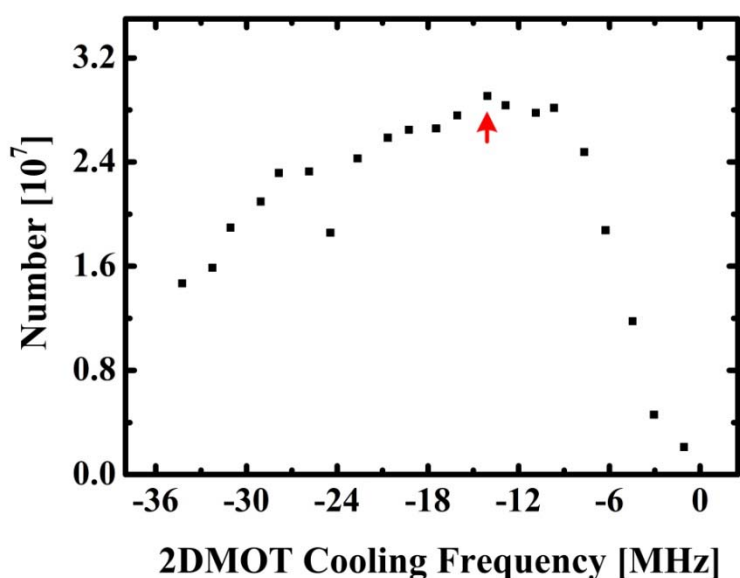


图 6.4 二维磁光阱冷却光的频率失谐量对三维磁光阱冷却俘获钠原子的影响

图 6.5 中给出了推送光的频率失谐量对三维磁光阱真空玻璃腔室中冷却俘获钠原子数的影响。图中，横坐标显示为推送光的频率失谐量，纵坐标显示为三维磁光阱真空腔室中冷却俘获的钠原子数  $N$ 。从图 6.5 中我们可以看出，当推送光的频率蓝失谐  $16\text{MHz}$  左右时，在三维磁光阱真空玻璃腔室中冷却俘获的钠原子数最多，如图 6.5 中红色小箭头所指示。这是因为二维磁光阱在轴向上 ( $Z$  轴) 的磁场强度为零，因此推送光束对二维磁光阱真空腔室中钠原子的作用大小完全取决于推送光的频率失谐量。当推送光束的频率处于红失谐时，推送光束与在二维磁光阱真空腔室中沿- $X$  轴方向运动的钠原子相互作用，形成运动速度非常缓慢的钠原子流，那部分由于运动速度慢而没有被推送光束完全加速的钠原子绝大多数堵塞在狭窄的差分管里。相反，当推送光束的频率处于蓝失谐时，在推送光束的作用下，二维磁光阱真空腔室中的钠原子沿着差分管方向加速运动到三维磁光阱真空玻璃腔室，由于钠原子束在通过差分管之前并没有充分膨胀，这就减少钠原子在差分管中的损失。而当推送光的频率与钠原子跃迁线的频率  $f_{2-3}$  相等时，即达到共振状态，会造成钠原子在三维磁光阱真空玻璃腔室中的大量损耗。由此分析可知，唯有当推送光的频率处于蓝失谐时，在三维磁光阱真空玻璃腔室中冷却俘获的钠原子数相对最多。



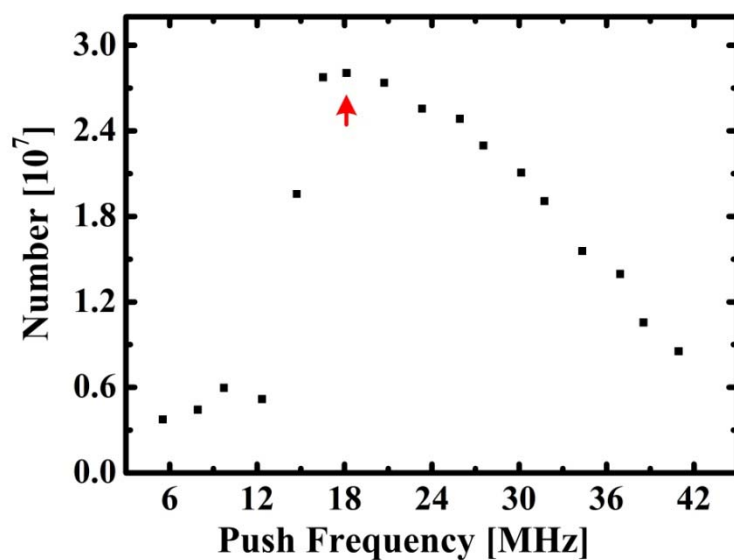


图 6.5 推送光的频率失谐量对三维磁光阱冷却俘获钠原子的影响

通过上述对塞曼减速冷却光的频率失谐量和偏振，二维磁光阱冷却光的频率以及推送光的频率对在三维磁光阱真空玻璃腔室中冷却俘获钠原子数的影响，我们选择设定每个参数的最优值，最终实现在三维磁光阱真空玻璃腔室中冷却俘获钠原子数的数量级达到  $10^8$  的实验结果。



## 第七章 总结

本文详细介绍了实验实现钠原子在三维磁光阱真空玻璃腔室中被冷却俘获的整个真空系统和激光系统。特别介绍了如何采用二维磁光阱来为三维磁光阱提供冷原子源, 实验上采用永磁铁组为二维磁光阱提供所需的四极磁场, 并且利用永磁铁组在重力方向的边缘剩余磁场实现了塞曼减速的整体制备冷原子的实验方案。比起常用的二维磁光阱加以标准塞曼减速的冷原子源的实验方案, 这种采用二维磁光阱加以简化塞曼减速的冷原子源的提供方案的实验占用空间更小, 而且永磁铁组产生的四极磁场相对稳定, 实验效果也相差不大, 使得整个实验系统更加精巧。

最后我们通过优化一系列实验参数实现了在三维磁光阱真空玻璃腔室中冷却俘获大约  $10^8$  个钠原子。当然这个数量级的钠原子数还远不够达到玻色爱因斯坦凝聚体, 以及满足我们后续的实验要求。我们还需在实验上进一步优化实验参数, 寻找实验中存在的我们没有注意到的问题, 最终实现钠原子在三维磁光阱真空玻璃腔室中被大量冷却俘获, 提高三维磁光阱的原子装载效率, 为后续实现奠定良好的实验基础。



## 参 考 文 献

- [1] S. Inouye, M. R. Andrews, J. Stenger, H.-J. Miesner, D. M. Stamper-Kurn, and W. Ketterle. Observation of Feshbach resonances in a Bose–Einstein condensate, *Nature*, 392,151 (1998)
- [2] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell. Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor, *Science*, 269, 198 (1995).
- [3] K. B. Davis, M. -O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle. Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms, *Phys. Rev. Lett.*, 75, 3969 (1995).
- [4] Erik W. Streed, Ananth P. Chikkatur, and Todd L. Gustavson. Large atom number Bose-Einstein condensate machines. *Rev.Sci.Instrum*, 77,023106 (2006)
- [5] K. M. R. van der Stam, E. D. van Ooijen, R. Meppelink, J. M. Vogels, and P. van der Straten. Large atom number Bose-Einstein condensate of sodium, *Rev.Sci.Instrum*, 78,013102 (2007)
- [6] Z. Hadzibabic, C. A. Stan, K. Dieckmann, S. Gupta, M. W. Zwierlein, A. Görlitz, and W. Ketterle. Two-Species Mixture of Quantum Degenerate Bose and Fermi Gases, *Phys. Rev. Lett.*, 88,160401 (2002)
- [7] Jee Woo Park, Cheng-Hsun Wu, Ibon Santiago, Tobias G. Tiecke, Sebastian Will, Peyman Ahmadi, and Martin W. Zwierlein. Quantum degenerate Bose-Fermi mixture of chemically different atomic species with widely tunable interactions, *Phys.Rev.A*, 85,051602 (2012)
- [8] S. Inouye, M. R. Andrews, J. Stenger, H.-J. Miesner, D. M. Stamper-Kurn, and W. Ketterle. Observation of Feshbach resonances in a Bose–Einstein condensate, *Nature*, 392,151 (1998)
- [9] Piotr S. Żuchowski and Jeremy M. Hutson, Reactions of ultracold alkali-metal dimers, *Phys.Rev.A*, 81, 060703 (2010)
- [10] Mingyang Guo, Bing Zhu, Bo Lu, Xin Ye, Fudong Wang, Romain Vexiau, Nadia Bouloufa-Maafa, Goulven Quémener, Olivier Dulieu, and Dajun Wang. Creation of an Ultracold Gas of Ground-State Dipolar  $^{23}\text{Na}^{87}\text{Rb}$  Molecules, *Phys. Rev.*

- Lett., 116,205303 (2016)
- [11]Jee Woo Park, Cheng-Hsun Wu, Ibon Santiago, Tobias G. Tiecke, Sebastian Will, Peyman Ahmadi, and Martin W. Zwierlein. Quantum degenerate Bose-Fermi mixture of chemically different atomic species with widely tunable interactions, Phys.Rev.A, 85,051602 (2012)
- [12]Cheng-Hsun Wu, Jee Woo Park, Peyman Ahmadi, Sebastian Will, and Martin W. Zwierlein. Ultracold Fermionic Feshbach Molecules of  $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ , Phys. Rev. Lett., 109,085301 (2012)
- [13]Goulven Quémener Paul S. Julienne Goulven Quémener, and Paul S. Julienne. ultracold molecules under control , Chem.Rev., 112,4949 (2012)
- [14]Jee Woo Park, Sebastian A. Will, and Martin W. Zwierlein. Ultracold Dipolar Gas of Fermionic  $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$  Molecules in Their Absolute Ground State, Phys. Rev. Lett., 114,205302 (2015)
- [15]Sebastian A. Will, Jee Woo Park, Zoe Z. Yan, Huanqian Loh, and Martin W. Zwierlein, Coherent Microwave Control of Ultracold  $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$  Molecules, Phys. Rev. Lett., 116,225306 (2016)
- [16]E.P. Penafiel, F. Vivanco, P. Castiño, R.R. Paiva, K.M.Farias , and V.S. Bagnato. Direct comparison between a two-dimensional magneto-optical trap and a zeeman slower as sources of cold sodium atoms, Laser Phys.Lett., 13, 065501 (2016)
- [17]G. Elles, T.Ishikawan,M.Gibbs, and C. Raman. Light-induced atomic desorption for loading a sodium magneto-optical trap. Phys. Rev. A, 81, 032710 (2009).
- [18]E. Mimoun, L.D.Sarlo, J.J.Zondy, J.Dalibard, and F.Gerbier. Sum-frequency generation of 589nm light with near-unit efficiency. Opt. Express, 16,18684 (2008)
- [19]L. Taylor, Y.Feng, and D.B.Calia. High power narrowband 589nm frequency doubled fibre laser source. Opt. Express, 17,14687 (2009)
- [20]Erik W. Streed Ananth P. Chikkatur Todd L. Gustavson Micah Boyd Yoshio Torii Dominik Schneble Gretchen K. Campbell, David E. Pritchard, and Wolfgang Ketterle. Large atom number Bose-Einstein condensate machines. Rev.Sci.Instrum 77,023106 (2006)
- [21]Myoung-Sun Heo, Jae-yoon Choi, and Yong-il Shin. Fast production of large  $^{23}\text{Na}$  Bose-Einstein condensates in an optically plugged magnetic quadrupole

- trap. *Phys.Rev.A*, 83,013622 (2011)
- [22]K. M. R. van der Stam, E. D. van Ooijena), R. Meppelink, J. M. Vogels, and P. van der Straten. Large atom number Bose-Einstein condensate of sodium. *Rev.Sci.Instrum*, 78,013102 (2006)
- [23]S. R. Muniz, K. M. F. Magalhães, Ph. W. Courteille, M. A. Perez, L. G. Marcassa, and V. S. Bagnato. Measurements of capture velocity in a magneto-optical trap for a broad range of light intensities. *Phys.Rev.A*, 65,015402 (2001)
- [24]Emmanuel Mimoun, Luigi De Sarlo, David Jacob, Jean Dalibard, and Fabrice Gerbier. Fast production of ultracold sodium gases using light-induced desorption and optical trapping. *Phys.Rev.A*, 81,023631 (2010)
- [25]Gustavo Telles, Tetsuya Ishikawa, Matthew Gibbs, and Chandra Raman. Light-induced atomic desorption for loading a sodium magneto-optical trap. *Phys.Rev.A*, 81,032710 (2010)
- [26]J.Moore, C.C.Davis, and M.A.Coplan, *Building Scientific Apparatus: a Practical Guide to Design and Construction* (Cambridge,MA,1991)
- [27]T. G. Tiecke, S. D. Gensemer, A. Ludewig, and J. T. M. Walraven. High-flux two-dimensional magneto-optical-trap source for cold lithium atoms. *Phys. Rev. A*, 80,013409 (2009).
- [28]G. Lamporesi, S. Donadello, S. Serafini, and G. Ferrari. Compact high-flux source of cold sodium atoms, *Rev. Sci. Instrum.*, 84, 063102 (2013)
- [29]M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. W. Hansch, and I. Bloch. Quantum Phase Transition From a Superfluid to a Mott Insulator in a Gas of Ultracold Atoms, *Nature(London)*, 415, 39(2002).
- [30]D. Jaksch, C. Bruder, J. I. Cirac, C. W. Gardiner, and P. Zoller, Cold Bosonic Atoms in Optical Lattices, *Phys. Rev. Lett.*, 81, 3108(1998).
- [31]G. Birkl, M. Gatzke, I. H. Deutsch, S. L. Rolston, and W. D. Phillips, Bragg Scattering from Atoms in Optical Lattices, *Phys. Rev. Lett.*, 75, 2823(1995).
- [32]O. Morsch, and M. Oberthaler, Dynamics of Bose-Einstein Condensates in Optical Lattices, *Rev. Mod. Phys.*, 78, 179(2006).
- [33]W. K. Hensinger, H. Haner, A. Browaeys, N. R. Heckenberg, K. Helmerson,

- C.McKenzie, G. J. Milburn, W. D. Phillips, S. L. Rolston, H. Rubinsztein-Dunlop, and B.Upcroft, Dynamical Tunnelling of Ultracold Atoms, *Nature*, 412, 52(2001).
- [34]F. Cataliotti, S. Burger, C. Fort, P. Maddaloni, F. Minardi, A. Trombettoni, and A. Smerzi, M. Inguscio, Josephson Junction Arrays with Bose-Einstein Condensates, *Science*, 293,843(2001).
- [35]H. Feshbach, A unified theory of nuclear reactions II, *Ann. Phys. (NY)*19: 287 (1962).
- [36]E. Tiesinga, B. J. Verhaar, and H. T. C. Stoof, Threshold and resonance phenomena in ultracold ground-state collisions. *Phys. Rev. A*, 47, 4114 (1993).
- [37]S. Inouye, M. R. Andrews, J Stenger, et al. Observation of Feshbach resonances in a Bose-Einstein condensate. *Nature*, 392: 151 (1998).
- [38]J. L. Roberts, N. R. Claussen, J. P. Burke, et al. Resonant Magnetic Field Control of Elastic Scattering in Cold  $^{85}\text{Rb}$ . *Phys. Rev. Lett.*, 81, 5109 (1998).
- [39]Ph. Courteille, R. S. Freeland, D. J. Heinzen, et al. Observation of a Feshbach Resonance in Cold Atom Scattering. *Phys. Rev. Lett.*, 81, 69 - 72 (1998)
- [40]Thomas Volz, Stephan Durr, Sebastian Ernst, et al. Characterization of elastic scattering near a Feshbach resonance in  $^{87}\text{Rb}$ . *Phys. Rev. A*, 68, 010702 (2003)
- [41]A. Marte, T. Volz, J. Schuster, et al., Feshbach Resonances in Rubidium 87: Precision Measurement and Analysis. *Phys. Rev. Lett.*, 89, 283202 (2002)
- [42]L. Khaykovich, F. Schreck, G. Ferrari, et al. Formation of a Matter-Wave Bright Soliton. *Science*, 296, 1290 (2002)
- [43]K. E. Strecker, G. B. Partridge, A.G. Truscott, and R.G. Hulet, Formation and propagation of matter-wave soliton trains. *Nature (London)*, 417, 150 (2002).
- [44]C. Chin, V. Vuletic, A. J. Kerman, and S. Chu, High Resolution Feshbach Spectroscopy of Cesium. *Phys. Rev. Lett.*, 85, 2717 (2000).
- [45]Loftus, C. A. Regal, C. Ticknor, et al. Resonant Control of Elastic Collisions in an Optically Trapped Fermi Gas of Atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 88, 173201 (2002)
- [46]C. H. Schunck, M. W. Zwierlein, C. A. Stan, S. M. F. Raupach, and W. Ketterle, Feshbach resonances in fermionic  $^6\text{Li}$ . *Phys. Rev. A*, 71, 045601 (2005)
- [47]S. Jochim, M. Bartenstein, G. Hendl, et al. Magnetic Field Control of Elastic Scattering in a Cold Gas of Fermionic Lithium Atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 89, 273202 (2002)
- [48]C. A. Stan, M. W. Zwierlein, C. H. Schunck, et al. Observation of Feshbach Resonances



- between Two Different Atomic Species. *Phys. Rev. Lett.*, 93, 143001 (2004)
- [49]S. Inouye, J. Goldwin, M. L. Olsen, et al. Observation of Heteronuclear Feshbach Resonances in a Mixture of Bosons and Fermions. *Phys. Rev. Lett.*, 93, 183201 (2004)
- [50]Francesca Ferlaino, Chiara D'Errico, Giacomo Roati, et al.. Feshbach spectroscopy of a K-Rb atomic mixture. *Phys. Rev. A*, 73, 040702(R) (2006)
- [51]S. Ospelkaus, C. Ospelkaus, L. Humbert, et al. Tuning of Heteronuclear Interactions in a Degenerate Fermi-Bose Mixture. *Phys. Rev. Lett.*, 97, 120403(2006)
- [52]E. A. Donley, N. R. Claussen, S. L. Cornish, et al. Dynamics of collapsing and exploding Bose-Einstein condensates. *Nature*, 412, 295 (2001).
- [53]J. Herbig, T. Kraemer, M. Mark, et al. Preparation of a Pure Molecular Quantum Gas. *Science*, 301, 1510 (2003).
- [54]K. Xu, T. Mukaiyama, J. R. Abo-Shaeer, et al. Formation of Quantum-Degenerate Sodium Molecules. *Phys. Rev. Lett.*, 91, 210402 (2003).
- [55]S. Durr, A. Volz, T. Marte, and G. Rempe, Observation of Molecules Produced from a Bose-Einstein Condensate. *Phys. Rev. Lett.*, 92, 020406 (2004).
- [56]E. Hodby, S. T. Thompson, et al. Production Efficiency of Ultracold Feshbach Molecules in Bosonic and Fermionic Systems. *Phys. Rev. Lett.*, 94, 120402 (2005).
- [57]M. Greiner, C. A. Regal, and D. S. Jin, Emergence of a molecular Bose-Einstein condensate from a Fermi gas. *Nature*, 426, 540 (2003).
- [58]M. W. Zwierlein, C. A. Stan, C. H. Schunck, et al. Observation of Bose-Einstein Condensation of Molecules. *Phys. Rev. Lett.*, 91, 250401 (2003).
- [59]T. Bourdel, L. Khaykovich, J. Cubizolles, J. Zhang, et al. Experimental Study of the BEC-BCS Crossover Region in Lithium 6. *Phys. Rev. Lett.*, 93, 050401 (2004).
- [60]C. A. Regal, M. Greiner, and D. S. Jin, Observation of Resonance Condensation of Fermionic Atom Pairs, *Phys. Rev. Lett.*, 92, 040403 (2004).
- [61]M. Zwierlein, C. A. Stan, C. H. Schunck, et al. Condensation of Pairs of Fermionic Atoms near a Feshbach Resonance, *Phys. Rev. Lett.*, 92, 120403 (2004).
- [62]C. Chin, M. Bartenstein, A. Altmeyer, et al. Observation of the pairing gap in a strongly interacting Fermi gas, *Science*, 305, 1128 (2004).
- [63]W. Ketterle, D. S. Durfee, D. M. Stamper-Kurn, and Making, probing and

- understanding Bose-Einstein condensates, arXiv:cond-mat/9904034v1, (1999).
- [64]Y. J. Lin, K. Jimenez-Garcia, and I. B. Spielman, Spin-orbit-coupled Bose-Einstein condensates, *Nature (London)*, 471, 83(2011).
- [65]Y. J. Lin, R. L. Compton, K. Jimenez-Garcia, J. V. Porto<sup>1</sup>, and I. B. Spielman, Synthetic magnetic fields for ultracold neutral atoms, *Nature (London)*, 462,628(2009).
- [66]P. J. Wang, Z. Q. Yu, Z. K. Fu, J. Miao, L. H. Huang, S. J. Chai, H. Zhai, and J. Zhang. Spin-Orbit Coupled Degenerate Fermi Gases, *Phys. Rev. Lett.*, 109, 095301(2012).
- [67]Lawrence W. Cheuk, Ariel T. Sommer, Zoran Hadzibabic, Tarik Yefsah, Waseem S. Bakr, and Martin W. Zwierlein. Spin-Injection Spectroscopy of a Spin-Orbit Coupled Fermi Gas. *Phys. Rev. Lett.*, 109, 095302 (2012).
- [68]M. C. Beeler, R. A. Williams, G. K. Jimenez, L. J. LeBlanc, A. R. Perry, and I. B. Spielman, The spin Hall effect in a quantum gas, *Nature*, 498, 201(2013).
- [69]J. Y. Zhang, S. C. Ji, Z. Chen, L. Zhang, Z. D. Du, B. Yan, G. S. Pan, B. Zhao, Y. J. Deng, H. Zhai, S. Chen, and J. W. Pan, Collective Dipole Oscillations of a Spin-Orbit Coupled Bose-Einstein Condensate, *Phys. Rev. Lett.*, 109, 115301(2012).
- [70]S. C. Ji, J. Y. Zhang, L. Zhang, Z. D. Du, W. Zheng, Y. J. Deng, H. Zhai, S. Chen, and J. W. Pan, Experimental determination of the finite temperature phase diagram of a spin-orbit coupled Bose gas, *Nature Physics*, 10, 314(2014).
- [71]Z. K. Fu, L. H. Huang, Z. M. Meng, P. J. Wang, L. Zhang, S. Z. Zhang, H. Zhai, P. Zhang, and J. Zhang, Production of Feshbach molecules induced by spin-orbit coupling in Fermi gases, *Nature Physics*, 10, 110(2014).
- [72]L. H. Huang, Z. M. Meng, P. J. Wang, P. Peng, S. L. Zhang, L. C. Chen, D. H. Li, Q. Zhou, and J. Zhang, Experimental realization of a two-dimensional synthetic spin-orbit coupling in ultracold Fermi gases, arXiv:1506.02861(2015).
- [73]T. G. Tiecke, S. D. Gensemer, A. Ludewig, and J. T. M. Walraven. High-flux two-dimensional magneto-optical-trap source for cold lithium atoms. *Phys. Rev. A*, 80, 013409 (2009).
- [74]G. Lamporesi, S. Donadello, S. Serafini, and G. Ferrari. Compact high-flux source of cold sodium atoms. *Rev. Sci. Instrum.* 84, 063102 (2013)
- [75]J. Moore, C.C.Davis, M.A.Coplan, *Building Scientific Apparatus: a Practical Guide to Design and Construction*(Cambridge,MA,1991)

- [76] 王亚琼, 陈良超, 王鹏军, 张靖. 重力对  $87\text{Rb}$  冷原子四极磁阱装载的影响, 量子光学学报, 22(1),50, (2016)
- [77] 樊浩, 王鹏军, 张靖. 用于超冷原子强磁场中空方铜线圈的设计, 量子光学学报, 21(4),351, (2015)
- [78] 柴世杰, 王鹏军, 付正坤, 张靖. 玻色-费米气体量子简并光学偶极阱的设计, 量子光学学报, 18(2),171, (2012)



## 攻读硕士学位期间取得的研究成果

(2014-2017)

### 论文

- [1] 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. *山东大学报*, 2017 (已接受发表, 排版印刷中).



## 致 谢

二零一七年五月八日，山西大学在鸿猷体育场热烈庆祝了建校一百一十五周年，想想距离二零一二年的一百一十周年校庆已经过去了五年，而我自二零一零年九月十一日正式成为山西大学的一名学生已经有七个年头，在我人生最美好的七年里，我感谢山西大学带给我的一切，感谢物理电子工程学院带给我的一切，感谢光电研究所带给我的一切。

首先感谢德高望重的彭堃焜院士和谢常德教授，他们严谨的科研态度，崇高的人格魅力，以及对工作的极大热情，深深地影响着一批又一批光电所的科研学者。他们用实际行动为我们树立了学习的榜样。

特别要感谢的是我的导师张靖教授。张靖老师对科研的态度让我肃然起敬，只要有时间，一定会出现在实验室，和我们一起解决实验上所遇到的所有大小难题，脑子里总想着实验的进展，每一步他都亲力亲为，每天加班加点的工作，在我看来，张老师就是为科研而生，这种对科研的狂热追求，使得我作为张老师的学生自豪感油然而生。同时还要感谢王鹏军老师对我的悉心指点，他总是在我需要帮助的时候给与我一两个小建议，同时认真负责的指导我发表自己的毕业文章，在这里我要特别感谢他。感谢于旭东老师，他平时话不多，他对工作的认真负责给我留下深刻的印象。

感谢张天才教授、郜江瑞教授、张靖教授、王海教授、张宽收教授、张俊香教授、李永民教授、苏晓龙教授、贾晓军教授、陈院森教授等老师在每周六报告会上启迪；感谢机加工车间、电子车间、激光车间的师傅们，实验的顺利进行离不开你们辛勤劳动；感谢办公室的各位老师为我们创造了一个良好的学习工作环境。

在光电所的这三年，我要特别感谢组里的兄弟姐妹们，付正坤师兄，黄良辉师兄，孟增明师兄，陈良超师兄，李卫师兄以及彭鹏师兄就像大哥一样罩着我，每次向他们提出需要帮助的时候，他们总是及时帮助我，让我心里暖暖的，感谢樊浩师兄和师振莲师妹和我一起搭建钠钾实验系统，我们一起解决实验困难，一起进步，和你们在一起做实验的时候真的很充实快乐。感谢李东豪和靳元彬三年以来对我的帮助，我们是一起来到光电所的，如今我要毕业离开，你们继续读博深造，祝福你们能够在学业上取得优异的成绩。感谢杨广玉和文凯师弟在我无聊的时候能陪我聊天解闷儿，感谢一年级的小师弟，你们分担了一些实验室的活儿，加快了我们的实验进度，感谢你们的付出。感谢实验室的每一位兄弟姐妹，谢谢你们在这三年里对我的所有帮助，谢谢你

们!

感谢自从我进入山西大学就一路陪伴我并最终成为我老公的谷澍同学，他憨厚可爱，给我的生活带来无限欢乐，以后的日子有他相伴，我感到踏实满足。同时感谢和我一起保研到光电所的大学同学杨光和成凡等同学，我们一起度过了又一个三年，谢谢你们对我生活中的所有帮助。

最后特别感谢我的爸爸和妈妈，感谢他们的养育之恩，感谢他们多年来默默地付出与支持。

再次向在我学习和成长过程中所有关心我的师长、亲人和朋友们致以诚挚谢意，感谢你们的陪伴与帮助，谢谢你们!

任珂娜

丁酉年春于山西大学光电研究所



## 个人简历及联系方式

### 个人简况:

姓 名: 任珂娜

性 别: 女

籍 贯: 山西省怀仁县

出生年月: 1992年09月11日

### 个人简历:

2014.09-2017.07 山西大学光电研究所 光学 硕士

2010.09-2014.07 山西大学物理电子工程学院 物理学(国家基地) 学士

### 联系方式:

电 话: 18734815616

电子信箱: rkn920911@163.com



## 承 诺 书

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

作者签名：

2017年5月18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：

2017年5月18日

