



山西大學
Shanxi University

2016 届硕士学位论文

冷原子磁阱的设计与实现

作者姓名	樊浩
指导教师	王鹏军 副教授 张 靖 教授
学科专业	光学
研究方向	超冷原子物理
培养单位	量子光学与光量子器件国家重点实验室 光电研究所
学习年限	2013 年 9 月至 2016 年 6 月

二〇一六年六月

山西大学
2016 届硕士学位论文

冷原子磁阱的设计与实现

作者姓名	樊浩
指导教师	王鹏军 副教授 张 靖 教授
学科专业	光学
研究方向	超冷原子物理
培养单位	量子光学与光量子器件国家重点实验室 光电研究所
学习年限	2013 年 9 月至 2016 年 6 月

二〇一六年六月

Thesis for Master's degree, Shanxi University, 2016

Design and realization of magnetic trap in cold atom
experiment

Student Name	Hao Fan
Supervisor	Associate Prof. Pengjun Wang Prof. Jing Zhang
Major	Optics
Specialty	Ultracold Atom Physics
Department	State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices Institute of Opto-Electronics
Research Duration	2013.09-2016.06

June, 2016

目 录

中 文 摘 要	I
ABSTRACT	III
第一章 绪论	1
1.1 冷原子气体介绍	2
1.2 磁场在冷原子实验中的重要应用	2
1.2.1 Feshbach 共振	3
1.2.2 磁光阱的原理介绍	4
1.3 本文的主要内容	5
第二章 冷原子实验磁场的设计与实现	6
2.1 真空系统介绍	6
2.2 磁阱设计原理	6
2.3 构建二维磁光阱	8
2.4 构建三维磁光阱	9
2.5 中空方铜线圈磁场设计	10
2.5.1 中空方铜线圈磁场的模拟和测量	11
2.5.2 线圈的冷却	13
2.6 利用原子测量磁场稳定性的方法	14
2.7 远失谐绿光与磁场的混合势阱	15
第三章 磁场转移原子实验	18
3.1 转移磁场的设计	18
3.2 转移线圈的电流驱动和控制	20
3.3 本章小结	21
第四章 超冷原子实验光学阱的设计	22
4.1 光学偶极阱的设计原理	22
4.2 光晶格的原理	24
4.3 本章小结	26
第五章 总结与展望	27
参 考 文 献	29
攻读学位期间取得的研究成果	33
致 谢	35

个人简况及联系方式	37
承 诺 书	39
学位论文使用授权声明	41

Contents

Chinese Abstract	I
ABSTRACT	III
Chapter 1 Overview	1
1.1 Introduction to cold atom gas	2
1.2 Important application of magnetic field in cold atom experiment	2
1.2.1 Feshbach resonance	3
1.2.2 Principle of magnetic optical trap	4
1.3 Main contents	5
Chapter 2 Design and realization of magnetic field in cold atom experiment	6
2.1 Introduction to vacuum system	6
2.2 Design principle of magnetic trap	6
2.3 Constructing two dimensional magnetic optical trap	8
2.4 Constructing three dimensional magnetic optical trap	9
2.5 Design of magnetic field with hollowed square copper wire	10
2.5.1 Simulation and measurement of magnetic field constructed with hollowed square copper wire	11
2.5.2 Cooling the coils.....	13
2.6 Measure the stability of magnetic field with atoms	14
2.7 Mixed trap constructed by far detuned green laser and magnetic field	15
Chapter 3 Introduction to magnetic transferring atoms experiment	18
3.1 Designing magnetic transfer field	18
3.2 Current drive and control of magnetic transfer coils.....	20
3.3 Brief summary	21
Chapter 4 Designing optical trap in cold atom experiment	22
4.1 Designing optical dipole trap	22
4.2 Principle of optical lattice.....	24
4.3 Brief summary	26
Chapter 5 Conclusion and outlook	27
References	29
Research achievements	33

Acknowledgment	35
Personal profiles	37
Letter of commitment	39
Authorization statement	41

中 文 摘 要

在冷原子实验中,不论是在最初的俘获原子阶段,还是后续的蒸发冷却以及最终对原子的各种操控都需要一个稳定的势阱装载原子。在实验的每个阶段势阱的设计和实现直接影响着冷原子实验结果的好坏。不同的实验需要设计不同类型的阱,从最简单的四极阱到优化了的 QUIC 阱^[1], Ioffe-Pritchard 阱,以及实验者为了某些实验特殊构建的阱。另外,当前国际上有一些研究小组致力于阱的微型化^[2,3],在一块微米尺寸的电路板上印刷极细的电路^[4],利用电流产生的磁场巧妙地组合构建出微型阱来俘获原子。上面讨论的是磁场构建的阱,利用了原子具有磁矩的特点,另外一种阱是激光构建的,利用远失谐激光诱导原子产生电偶极矩从而囚禁原子^[5],它的出现大大地提升了冷原子实验的灵活程度,允许实验者在不同的研究场合构建阱时选择磁场或者激光。例如利用原子在精确测量地磁场等弱磁场时,选择光阱就有效地减少了外磁场干扰。阱的发展使得中性原子的研究和应用都有了很大的进步,因而研究阱的设计和实现具有很重要的意义。

本文首先回顾了冷原子实验的发展,介绍了磁光阱俘获原子的原理以及原子在磁场中的 Feshbach 共振理论。然后理论分析了远失谐激光构建光学偶极阱的原理,并结合实验给出了计算方法和我们的实验参数,例如束腰、激光的功率、实验所需阱深和囚禁频率。接着理论上分析光晶格的设计原理,并给出了计算光晶格的晶格深度和囚禁频率的算法,指出了构建三维光晶格在频率和偏振上的选取来避免三个方向互相干涉,为将来在光晶格中的实验做了准备。

最后介绍我们设计的二维磁光阱俘获原子的原理,这样的设计简化了实验装置,加快了原子装速率,是目前国际上的主流方案。然后本文着重研究了采用中空的方形铜导线设计制作的用来构建三维磁光阱和 Feshbach 共振线圈的磁场稳定性。实验中首先用 Mathematica 数值模拟我们设计的磁场,计算所需的线圈几何尺寸。然后使用灵敏的磁场计在亥姆霍兹组态和反亥姆霍兹组态下精确测量了这对圆形线圈产生的磁场。用实验数据和数值模拟比对得到了最优的磁场线圈间距值,这些值的选取对磁阱的构建十分重要,因为原子对磁场非常灵敏,磁场的不均匀和抖动都会对原子加热。接下来我们计算了要把这对线圈控制在室温正常工作时所需的水压和流速,配合线圈设计了冷却装置。提出了利用原子测量磁场稳定性方法,即使用拉比振荡和射频谱得到更好的磁场稳定性精度。我们使用四极磁阱和蓝失谐激光构建了一个混合的势阱装载原子,简化了实验装置,为后续的光晶格等实验留出了空间。最后我们使用

一系列磁阱构建了转移原子的磁场链，采用十二对互相重叠一半的线圈紧挨着排列来长距离地转移原子。我们分析了磁场转移原子的原理和时序，并设计了转移线圈的电流驱动电路以及计算机控制和反馈。

关键词：磁阱；磁场稳定性；磁场转移原子；绿光与磁场混合势阱；光学偶极阱

ABSTRACT

In cold atom experiment, no matter trapping atoms in initial experiment stage, evaporation afterwards or all kinds of manipulations in the final stage, it needs a stable trap to load the atoms. In every experimental stage, constructing trap has a direct influence on experimental result. Different experiments call for different sorts of traps, from simplest quadrupole trap to optimized QUIC trap, Ioffe-Pritchard trap, as well as some special structure trap constructed by experimenters. Furthermore, some international groups devote to minimize the trap, in a micrometer circuit board they print very thin circuits, skillfully combine magnetic field created by different currents to form micro trap, trapping atoms. The traps talked above are constructed by magnetic field, using the character of atomic magnetic moment, the other optical trap uses far detuned laser, inducing electric dipole moment in atoms, its appearance promotes the flexibility of cold atom experiment greatly, allowing experimenters to choose magnetic field or laser to construct trap. For example, precisely measuring weak magnetic field like earth magnetic field using atom, we choose optical trap to reduce outer magnetic field interference effectively. The development of trap makes a big progress in research and application of neutral atoms, so it is very meaningful to investigate designing and realizing of trap.

This thesis firstly looks back to the development of cold atom experiment, introduces the principle of trapping atoms with magnetic optical trap and theory of atomic magnetic Feshbach resonance in the initial cold atom experiment stage. Then theoretically analyze the principle of constructing optical dipole trap using far detuned laser and give rise to calculation method and experimental parameters combining experiment, such as waist, laser power, trap depth and trapping frequency. In the following, theoretically analyze the designing principle of optical lattice, give rise to calculation method of trap depth and trapping frequency, figure out how to choose the frequency and polarization of three beams when constructing three-dimensional optical lattice,

preparing for future optical lattice experiment.

At last, we introduce the principle of two-dimensional magnetic optical trap designed by us. Our design makes the apparatus compact, accelerate the atom loading rate and now it is among the main stream design in the world. Then this thesis mainly investigates the stability of three dimensional magnetic optical trap and Feshbach resonance coils made by hollowed copper wire. In experiment, we firstly modulate our designed magnetic field with Mathematica, and calculate geometry of coil. Then precisely measure magnetic field created by this pair of round coils in anti-Helmholtz and Helmholtz configuration using magnetic field meter. Compare experimental data and numerical modulation to determine the optimal coil distance, this value plays a key factor for constructing magnetic field, since atom is sensitive to magnetic field, fluctuation of magnetic field will heat atoms. Next step, we calculate necessary cooling water pressure and speed when cooling coils to room temperature and design cooling apparatus. In the following, we give rise to a more accurate method to measure the stability of magnetic field, Rabi flipping and radio frequency spectroscopy. We design a mixed trap using quadrupole trap and green laser, making our apparatus more compact and leaving room for further optical lattice experiment. Finally we design a series of magnetic trap to construct magnetic transfer chain, use twelve pairs of coils overlapping half one by one to transfer atoms in a long distance. We analyze the principle and sequence of magnetic transfer procedure and design current drive, computer control and feedback of transfer coils.

Key word: Magnetic trap; Stability of magnetic field; Magnetic transfer atoms; Mixed trap of green laser and magnetic field; Optical dipole trap

第一章 绪论

半导体的发现开创了人类将近一百年的电子工业的蓬勃发展,但是受到经典物理的限制,半导体越来越显现了它在数据传输速度、数据存储容量等方面的限制。而这些问题在量子领域却可以很容易地解决,不同于半导体只有零或一的二进制,一个量子系统在希尔伯特空间展开具有很高量级的态,这些态允许的存储容量数量级相较于二进制呈指数倍增加,可以作为未来量子计算机的硬盘和处理器。另一个更加重要的方面是纠缠态,我们在很远距离的两地把两个原子的态纠缠在一起,那么我们对其中一个原子操作,不需要经过任何时间另一个原子的状态会立即变化,这一量子性质对于超远距离信号传输具有非常重大的意义,在未来人类探索宇宙的过程中是与地球之间的沟通的重要工具。而这一切的实现需要冷原子作为载体^[6,7]。冷原子作为研究热点在近二十年蓬勃发展,其实早在一百多年前,先驱的物理学家们已经开始研究原子、电子、质子以及后来发现夸克,但是这些研究受到当时技术的限制,实验研究还停留在经典力学阶段。后来薛定谔和波尔等著名量子物理学家极大地在理论方面发展了量子力学,接着波色和爱因斯坦提出了在超低温下原子布局到同一个量子态的波色爱因斯坦凝聚理论,同样受到当时实验技术的限制无法实现。接近宇宙绝对零度-273.15 摄氏度一直是人类的一大挑战,在这个极限温度下,很多不可思议的物理现象会发生, Bose 和 Einstein 两位伟大的先驱提出的玻色爱因斯坦凝聚体的预测:由外部势阱囚禁的弱相互作用的全同玻色子在接近绝对零度时大部分布局在此势阱的最低能态。这提供了一个理想的全同的宏观量子体系,为后续实验提供了一个理想的开端。

冷原子实验的发展历程正是应用新技术冷却原子到更低温度的过程。1985 年, Steven Chu 教授利用三束相互垂直往返的近共振激光产生的辐射压力场得到了 Na 原子的光学黏团,冷却温度达到了 240 μ K;紧接着在 1988 年, William Phillips 教授精确地测量了钠原子光学黏团的温度,约为 20 到 60 μ K,远低于多普勒冷却的极限温度;这一理论解释由 Claude N. Cohen-Tannoudji 教授给出,原理是对不同速度原子有选择地进行光泵浦,突破了多普勒冷却极限和单光子反冲极限,最低可达到 2 μ K。他们三人因此分享 1997 年诺贝尔物理学奖。随后 2001 年的诺贝尔奖授予了麻省理工大学的 Ketterle 等三位教授,表彰他们在 1995 年成功地在碱金属的稀薄气体中实现波色爱因斯坦凝聚。在随后的 1999 年,美国科罗拉多大学的 Jin 教授成功地实现了费米子的量子简并。随后世界上出现了研究冷原子的热潮,利用冷原子可以

模拟在现实中的复杂系统不能实现的实验，在精确测量方面^[8]利用冷原子跃迁线的稳定性研制的光种是目前计时精度最高的装置^[9,10]，利用冷原子干涉精确测量地球的引力^[11]，研究冷原子从 BEC 到 BSC^[12]的转变使我们更好地理解超流。装载冷原子的阱也从最初的磁阱^[13,14]发展到后来的远失谐的光阱，阱的构建使得冷原子可以保存在真空中，与外界保持了很好的隔离，大大增加了冷原子的相干时间，因而研究冷原子磁阱的设计和实现具有重要的意义。

1.1 冷原子气体介绍

物质可以在本质上分为两类：玻色子和费米子。金属材料中的电子是费米子，更好地理解波色子和费米子有助于我们更好地理解世界。费米子的量子简并于 1999 年由美国科罗拉多大学的金教授首先实现^[15]。冷却质量为 m 的费米子，降低密度为 n 的原子云的温度，使得单个费米原子的德布罗意波长 $\lambda_{dB} = \sqrt{2\pi\hbar^2/mk_B T}$ 增加。当单个原子的德布罗意波长可以与原子的间距 $n^{-1/3}$ 接近时，原子的波函数开始重叠。此时原子的相空间密度 $\rho = n\lambda_{dB}^3$ 为 1，标志着开始进入量子简并费米气体的领域，也可以用费米温度 T_F 来标志这一时刻。由于泡利不相容原理的限制，两个费米子不能占据同样的量子态，因此他们从最低的费米能级 E_F 开始填满所有的量子态。因为绝对零度不可能达到，总会有一小部分的费米原子出现在费米海的上方^[16]。

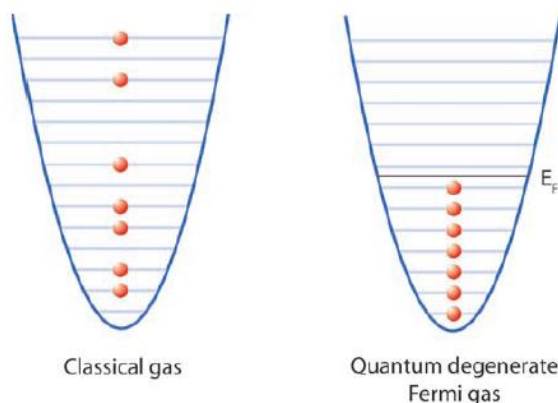


图 1.1 高温时费米原子表现的像经典的理想气体一样。把原子冷却到仅高于绝对零度几十个纳开尔文的温度，费米子从最低的费米能填充能级，并由于泡利不相容原理严格地在每一个量子态占据一个原子。此时达到量子简并。

1.2 磁场在冷原子实验的重要应用

在超冷原子实验中，磁场扮演者重要的角色。在俘获原子阶段需要磁光阱，在蒸发冷却阶段需要磁阱，原子的量子态的绝热转变需要利用原子在磁场中的塞曼效应，在形成分子和调节原子间相互作用时需要利用 Feshbach 共振。

1.2.1 Feshbach 共振

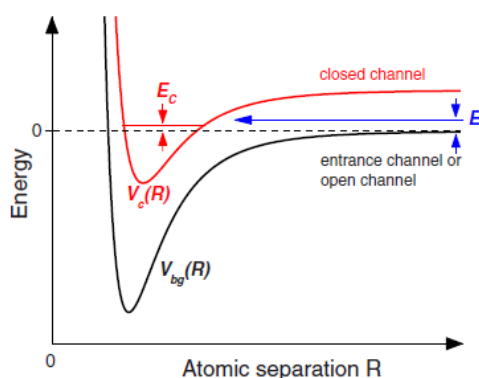


图 1.2 Feshbach 共振的开通道和闭通道

Feshbach 共振的基本原理如上图 1.2 所示^[17]，首先我们考虑两个分子^[18]形成的势能曲线 $V_{bg}(R)$ 和 $V_c(R)$ ， R 代表两个原子核之间的距离， $V_{bg}(R)$ 代表背景的势能。在冷原子气体实验中我们考虑两个自由的原子，对于一个碰撞过程，它拥有很小的能量，这个势能代表能量上的开通道，也可以叫做进入通道，另外一个势能 $V_c(R)$ ，代表闭合通道，它描绘了在接近开通道阈值处由两个自由原子形成束缚分子态的能量曲线。

当在闭通道内的束缚分子态在能量上接近开通道内的散射态时，Feshbach 共振将会出现。对于拥有不同磁矩的原子，两个通道之间的能量差可以通过调节磁场强度来改变。这种由磁场调节的 Feshbach 共振，是一种在国际上非常普遍使用的方法，在冷原子实验的很多方面都有应用。最近出现了新的光调节 Feshbach 共振的新技术，调节共振的原理和磁场调节共振的原理一样，都是改变两个原子间开闭通道的能量差，光调节 Feshbach 共振可以应用在某些无法使用磁场的场合。

磁场调节的 Feshbach 共振可以用一个很简洁的公式来描述，它由 Moerdijk 在 1995 年首先引入，对于低能的 s 波散射长度 a 是磁场强度 B 的函数：

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

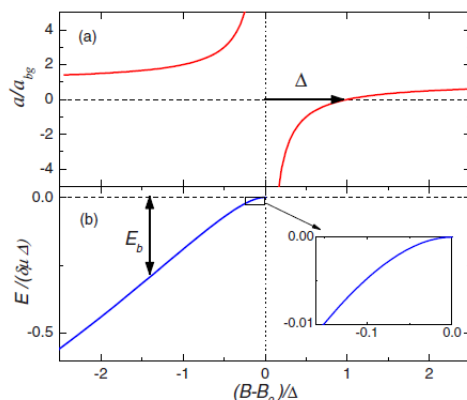


图 1.3 散射长度和能量与磁场的关系

图 1.3 描绘了这个共振的表达。背景散射长度 α_{bg} 与背景的势能 $V_{bg}(R)$ 有关，代表不共振时的值。磁场值 B_0 表示共振的位置，在此处散射长度趋于无穷大或无穷小， Δ 是共振的带宽，散射长度在 $B = B_0 + \Delta$ 为零。相对于零动能的两个自由原子能量的阈值，弱束缚分子态的能量在接近共振点处如上图 (b) 所示。能量在接近阈值 $E=0$ ，处于共振的一边的时候散射长度很大并且为正值。远离共振的时候，能量随着磁场值线性变化，比例因子是 $\delta\mu = \mu_{molecule} - \mu_{atom}$ ，它是束缚分子和原子的磁矩差。如图 1.3 中插图所示：接近共振处，开通道和闭通道的耦合对开通道有贡献，因此引起了分子态的弯曲。

1.2.2 磁光阱的原理介绍

在原子蒸气 cell 里面原子被磁光阱俘获然后被冷却到毫开尔文^[19,20,21,22]，磁光阱的基本思想是：利用激光的耗散力引入一个有效的摩擦力来减速和冷却原子气体。与此同时，利用一个不均匀的磁场引起激光耗散力与空间关联从而囚禁原子云。下图是磁光阱的装置示意图。六束圆偏振的红失谐激光直接打到阱的中心，磁场由一对反亥姆霍兹线圈产生^[23]。

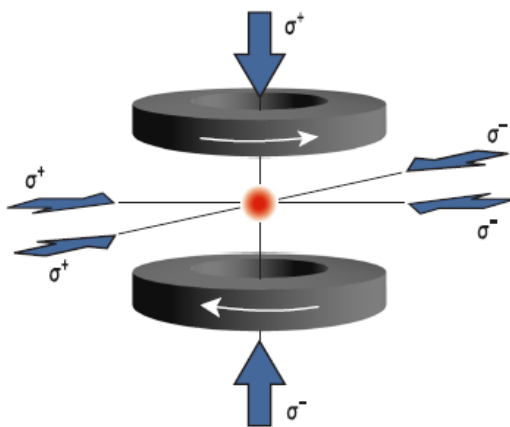


图 1.4: 磁光阱的示意图。磁光阱的四级磁场由一对反亥姆霍兹线圈产生。六个方向上的圆偏振的激光在阱中心互相重叠。

在实验中，我们使用三十毫米的大直径的激光实现磁光阱，可以使我们从背景气体中捕获更大数量的原子^[24]。对应于 $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ 跃迁，冷却光失谐大约为 $18\text{Mhz} \approx 3\Gamma_{D2}$ ，其中 Γ_{D2} 其 D2 线的线宽。此外，我们利用再泵浦激光作用在 $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ 跃迁上，将布居在基态 $|F = 1\rangle$ 的原子泵浦到激发态 $|F' = 2\rangle$ ，使得原子最终处在 $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ 的动态冷却过程中，原子再次回到冷却跃迁循环。在磁光阱阶段，5 秒的时间内大约可以捕获 3×10^9 个原子。

1.3 本文的主要内容

本文主要介绍了冷原子中磁阱的设计与实现和光学阱的理论，研究了影响磁场稳定性的因素，构建了绿光和磁场的混合势阱，最后设计构建了磁场转移原子的转移链。文章分为以下五部分：

1. 第一章，主要介绍了冷原子实验的一些技术，用来俘获原子的磁光阱和磁 Feshbach 共振原理。

3. 第二章，介绍了二维磁光阱的原理和装置，研究了了中空方形铜导线制作的线圈的磁场稳定性和冷却，然后简要介绍了一种绿光与磁场的混合势阱。

4. 第三章，介绍了磁场转移原子实验的设计原理和转移过程，以及转移线圈的电流驱动和计算机控制。

2. 第四章，理论分析了光学偶极阱的设计原理和阱深、囚禁频率的计算方法，然后计算了光晶格的晶格深度和囚禁频率。

5. 第五章，对硕士期间所做工作的总结及以后工作的展望。

第二章 冷原子实验磁场的设计与实现

2.1 真空系统介绍

为了使原子达到超低的温度和保证几十秒的原子寿命，超高真空的环境是必要条件。下图是我们实验所使用的真空系统，它由两级真空气室组成，两级真空气室在水平的一条直线上。第一级真空气室叫做收集腔，主要功能是预冷却并收集尽可能多的原子提供给第二级真空气室，两级真空气室之间连接一段孔径很细的差分无氧铜管，长度为 8cm，靠近第一级真空气室一段内径约为 8mm，靠近第二级真空气室一段内径约为 6mm，保证原子不会随意地在两级真空气室之间运动，维持两级真空气室真空差，每一级气室的真空度由它们各自的离子泵的电离能力决定。收集腔真空度为 $5 \times 10^{-7} \text{Pa}$ ，由一个 40L/s 的离子泵维持真空度，实验中加热原子源会使腔的真空度变差。原子在一级真空气室中由磁光阱捕获之后被一束近共振激光推送到第二级真空气室中。原子进入第二级真空气室被三维的磁光阱捕获以进行下一步的转移和冷却。第二级真空气室的真空度约为 $5 \times 10^{-9} \text{Pa}$ ，由一个 150L/s 的离子泵维持真空度，这台离子泵复合了另外一台钛升华泵，正常运行条件下只有离子泵工作，只有真空度下降很多时，才会打开钛升华泵以恢复真空度。超低的真空显著降低了捕获的原子团和背景气体的碰撞损失并提高了原子的寿命。

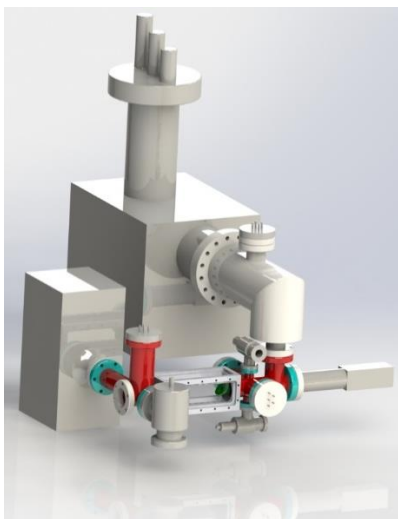


图 2.1 实验所用的两极真空系统

2.2 磁阱设计原理

磁场在冷原子实验中发挥了重要的角色，磁场可以操作磁光阱，可以转移原子，可以把原子囚禁于在磁阱中进行蒸发冷却。铷原子和钾原子，以及其他的碱金属原

子,在他们各自的基态电子态具有对磁场灵敏的超精细态。原子的磁场灵敏特性是磁场和原子磁矩耦合的结果,是由碱金属原子最外层的电子和核自旋构成的角动量和外磁场之间的塞曼效应决定的。塞曼效应把原子的本征态耦合到施加的外磁场 B 上,通过磁矩和磁场的相互作用^[25]: $E_{mag} = -\mu B = m_F g_F \mu_B |B(r)|$, 这里的 m_F 是原子的总角动量在磁场方向的投影, g_F 是朗道 g 因子, μ_B 是玻尔磁子,这三个量决定了原子磁矩的大小。如果原子以速度 v 在一个不均匀的磁场中运动,局部的磁场方向会以一个确定的速度改变。为了避免改变塞曼子能态,磁场 B 方向的变化的速度与原子自旋的拉莫尔进动频率 $\omega_L = g_F \mu_B B / \hbar$ 相比应该足够小^[26]。

$$|\partial/\partial t(\mathbf{B}/B)| = |\mathbf{v} * \nabla(\mathbf{B}/B)| \ll \omega_L \quad (2.1)$$

在这种情况下自旋绝热地跟随磁场矢量的变化,磁场与原子相互作用的势能就会与磁场的方向有关。我们知道根据麦克斯韦定律在自由空间中磁场的大小不能有一个最大值^[26],但是可以有一个局部的最小值。因此我们可以在磁场局部的最小值设计磁场囚禁态^[27, 28, 29, 30, 31]。对于 ^{40}K ,基态的朗道 g 因子是 $g_{7/2} = -2/9$ 和 $g_{9/2} = -2/9$,电子态 $|F, m_F\rangle = |7/2, -7/2\rangle, |7/2, -5/2\rangle, |7/2, -3/2\rangle, |7/2, -1/2\rangle, |9/2, 9/2\rangle, |9/2, 7/2\rangle, |9/2, 5/2\rangle, |9/2, 3/2\rangle$ 和 $|9/2, 1/2\rangle$ 都可以被磁场囚禁。对于 ^{87}Rb 原子,朗道 g 因子是 $g_2 = -1/2$ 和 $g_1 = -1/2$,低场趋近态更少,只有 $|2, 2\rangle, |2, 1\rangle,$ 和 $|1, -1\rangle$ 态可以被囚禁。

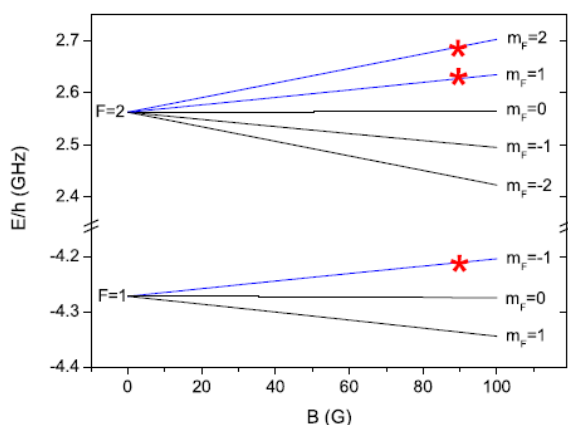


图 2.2: Rb^{87} 原子基态的塞曼能级图。超精细态 $|F, m_F\rangle$ 的能量与磁场值的关系图,在弱磁场下的关系是线性的。标记的红色五角星的态是可以被磁场囚禁的。

最简单的磁阱可以通过一对反亥姆霍兹线圈实现,这对线圈共轴,线圈之间分开一定距离,电流方向相反。在磁场的多级展开中,靠近磁场中心的值可以用下面的式子描述为一个四极磁阱:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \left(\frac{\partial B_x}{\partial x} x, \frac{\partial B_y}{\partial y} y, \frac{\partial B_z}{\partial z} z \right) \quad (2.2)$$

处于这对反亥姆霍兹线圈中间的平面选为 X-Y 平面，把两个线圈轴向方向定位 Z 方向。从麦克斯韦方程组知道，磁场 $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ 三个方向的梯度之和应该为零。因而，三个方向的磁场梯度之间有这样的关系：

$$\frac{\partial B_z}{\partial z} = -\left(\frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} \right) \quad (2.3)$$

这样四极磁阱的梯度可以只需要两个参数就能唯一地确定：Z 轴方向最强的囚禁梯度 $\frac{\partial B_z}{\partial z}$ 和 X-Y 方向上梯度的比例 $A = (\partial B_x / \partial x) / (\partial B_y / \partial y)$ 。如果实验所用的四极线圈是一对圆形线圈，那么由于旋转对称性使得 $A=1$ ，因而 $\partial B_z / \partial z = 2 \partial B_x / \partial x$ 。

2.3 构建二维磁光阱

传统的双腔结构的真空系统往往配备两级三维磁光阱，相比于三维磁光阱，二维磁光阱系统具有结构紧凑简单，装载速率快等优点^[32]。因而我们的这台新装置中收集原子的磁光阱采用了二维磁光阱。即只在两个方向上强烈地束缚原子，在通向第二级真空气室的方向上不加光场和磁场束缚。如下图所示，磁场由两对互相垂直固定的矩形线圈产生。单个线圈的尺寸为 12cm*20cm，紧贴在一个长方体的一级真空气室外侧，以达到最大的磁场。单个线圈匝数为 120 匝，采用一毫米粗的圆形漆包线在矩形的铝框模具上绕制而成，固定在矩形的铝制框架上，框架内壁开槽，装有用来冷却的 10 毫米粗的铜管，铜管和铝制框架之间涂抹有导热硅脂来增加导热率。为了减弱磁场开关时在铝制框架上产生的感应电流引起感生磁场对实验的影响，我们把铝制框架中间切断，再用胶木片塞住，然后用胶水固定。相比于永磁铁^[33]，利用线圈制作的磁场可以调节磁场大小并且允许打开和关闭磁场。两对矩形线圈在 X-Z 方向各自产生梯度为 1.74G/mm(电流为 10A 时)的线性磁场。同时在空间 X-Y-Z 方向有两对入射和反射的冷却光及再泵浦光，光束被扩束成直径为 30mm 的圆形，经过多次反射形成一个 30*30*90 的冷却光覆盖区域。尤其要注意的一点是要正确地匹配磁场方向和冷却光的偏振，我们采用了两个四分之一波片来调节被反射后冷却光的偏振。如下图所示，连接两极真空的部分是一个长约 10 毫米的差分无氧铜管，朝向第一级真空的无氧铜管上固定了一个中间开孔的反射镜，孔的内径与铜管朝向第一级真空的孔径相同，都是 6 毫米，如果没有这个反射镜，二维磁光阱俘获的原子可能偏离铜管中心位置，无法被推送到第二级真空，这样偏离的原子离开磁光阱覆盖的区域变为自由气体重新等待被俘获，俘获效率很低，而这个反射镜上反射的冷却光有效地抑制了不在铜管孔径范围内原子向前的运动，使得只有沿着铜管孔径的通道是开放的，大大地增加了俘

获效率。两对线圈产生的磁场在 Z 方向是相反的互相抵消，因而在 Z 方向对原子几乎没有束缚作用，形成的二维磁光阱把原子束缚成 Z 方向的一维原子气体。

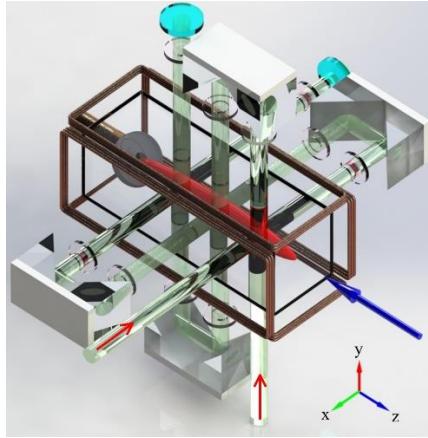


图 2.3 二维磁光阱的示意图

2.4 构建三维磁光阱

第二级磁光阱由一对圆柱形线圈产生的四极磁阱配合 X - Y - Z 方向六束冷却光对打形成，这六束激光均由光纤引入，光强可以独立调节以保证较好地平衡。在偏振梯度冷却阶段原子对激光的强度非常敏感，因而三维磁光阱不能像第一级的二维磁光阱方案一样，采用入射光和反射光构造冷却光。形成的二级磁光阱的真空度为 $5 * 10^{-7} Pa$ 。二级磁光阱线圈是一对圆形线圈，表 2.1 是线圈的几何结构参数，线圈采用外包玻璃丝的空心方铜线绕制，铜线横截面为 $4.6mm \times 6.7mm$ ，中间的通水孔径为 $3mm \times 4.5mm$ ，玻璃丝的厚度大约为 $0.5mm$ 。方铜线线圈径向最好设计成偶数层，这样线圈电流输入输出的两根线就在同一侧，保证了线圈有一个平整面可以正对 cell。铜线之间通过胶水粘合，使用的是 EPOXY TECHNOLOGY 公司产的 353ND 型耐高温胶。

表 2.1 线圈的几何参数

外径	内径	厚度	轴向圈数	径向圈数	线总长
OD/mm	ID/mm	Thickness/mm	Axial circles/n	Radial circles/n	Total length/m
198	120	42	6	8	24

在电磁学特性方面，如表 2.2 所示：线圈较小的电阻有利于恒流源提供较大的恒定电流；而较小的感抗特性使磁场在实验中频繁开启关断引起的感生电动势及感生电动势带来的感生磁场较小，减小了对实验的干扰。

表 2.2 线圈的电磁学参数

线圈类型	电阻	感抗	梯度	曲率
------	----	----	----	----

	R/Ω	L/mH	$\nabla_B/\text{G/mm/A}$	$\nabla_B^2/\text{G/mm/A}$
亥姆霍兹线圈	0.9	0.92	<0.01	0.02
反亥姆霍兹线圈	0.9	0.35	0.075	0

2.5 中空方铜线圈磁场设计

线圈产生的磁场可以近似为一系列环形电流回路产生磁场的叠加，但这不是一个标准的圆形，如图 2.4 (b) 中所示：每一圈方铜线圈的结尾点会比起始点高一根线的宽度，也就是说每一圈方铜线都会有一个倾角，大小是 $\theta = (-1)^{n+1} \arcsin(\frac{t}{2R})$ ，其中 t 为线的粗细， R 为线圈第 n 层的半径^[35]。这个倾斜的角度引入一个非轴向的磁场分量，线圈相邻两层第 n 层和第 $n+1$ 层的走线倾斜方向相反，但是这相邻两层线圈半径不一样大，因而产生非轴向分量不一样大，无法抵消，叠加起来总的效果是单个线圈有一个较小的非轴向的场强，这对于磁光阱有一定的影响。整个线圈直径越大，倾斜角度就越小，最终的非轴向分量也越小。一个特殊的情况是：做 Feshbach 共振实验时，两个线圈的非轴向分量大小相等、方向相反，正好抵消。

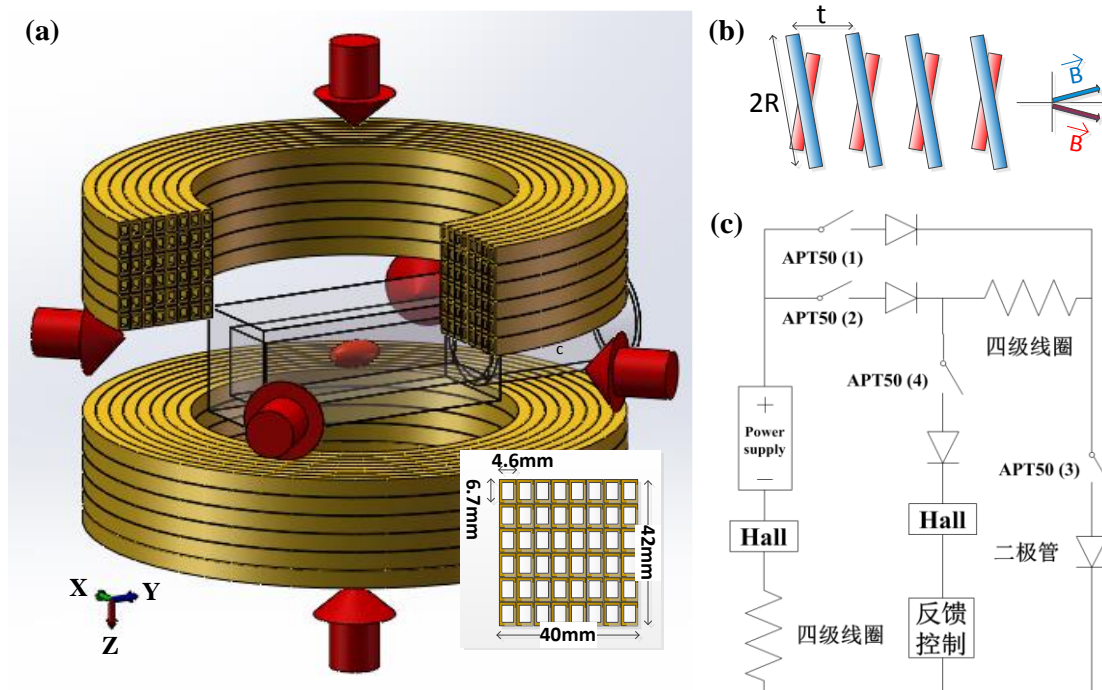


图 2.4: 线圈构造及驱动电路: (a) 空心方铜线绕制的线圈的结构; (b) 铜线不可避免的倾斜排列引起的磁感应强度的倾斜; (c) 可通过切换开关使线圈实现磁光阱, Feshbach 共振以及 Stern-Gerlach 磁场的驱动电路

如图 2.4(c) 中所示：实验设计了一个开关电路，使 cell 上下的一对线圈通过四个开关分别实现反亥姆霍兹线圈用来做磁光阱、亥姆霍兹线圈做 Feshbach 共振以及 Stern-Gerlach 线圈。场效应管 (APT50) 由一个计算机输出的信号控制作为开关使用，整流器只允许单个方向电流通过保护场效应管不被反向电流击穿，晶体管 (MJL21194) 给整个驱动电路引入一个负反馈作为电路的稳流器件使用，它旁边的霍尔传感器把电流漂移的信号当作负反馈传给晶体管控制端。每个线圈并联一个压敏电阻用来保护电路，防止因磁场的快速开启和关断产生的较大感应电压损坏电路。闭合场效应管 2、3，断开 1、4 可进行 Feshbach 共振相关实验，此时磁场在 cell 区域的均匀度以及允许达到的最大磁场强度对实验影响很大；闭合场效应管 1、4，断开 2、3 作为磁光阱的磁场，在 cell 区域的磁场梯度大小直接影响着实验中压缩磁阱过程；闭合场效应管 2、4，断开 1、3 则可以实现 Stern-Gerlach 磁场。

2.5.1 中空方铜线圈磁场的模拟和测量

为了设计我们想要的磁阱，我们首先需要数值计算确定制作线圈的尺寸，我们所用的制作线圈的材料是空心的方形铜导线。把线圈产生的磁场等效成每一圈闭合回路的电流在空间某一点处产生的磁场的叠加，每圈电流之间的间距等于铜导线的厚度。对于半径为 R 的单个线圈，设定轴向位置 $Z=D$ ，在空间某一点产生的磁场为^[36]：

$$B_z = \frac{\mu I}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{(R+\rho)^2 + (z-D)^2}} \left[K(k^2) + \frac{R^2 - \rho^2 - (z-D)^2}{(R-\rho)^2 + (z-D)^2} E(k^2) \right] \quad (2.4)$$

$$B_\rho = \frac{\mu I}{2\pi} \frac{1}{\rho} \frac{z-D}{\sqrt{(R+\rho)^2 + (z-D)^2}} \left[-K(k^2) + \frac{R^2 + \rho^2 + (z-D)^2}{(R-\rho)^2 + (z-D)^2} E(k^2) \right] \quad (2.5)$$

其中 $k^2 = \frac{4Rr}{(R+\rho)^2 + (z-D)^2}$ ，式 (2.4) 为磁场强度轴向分量的表达式，式 (2.5) 为距离线圈 D 处磁场强度径向分量的表达式，其中 $K(k^2)$ 和 $E(k^2)$ 分别是第一类和第二类完全椭圆积分^[37]，实验测量了二级磁光阱所用的一对圆形线圈产生的空间磁场分布，使用 Lakeshore 421 型高斯计的探头 MNT-44E04-VH 固定在精密数字显示平移台上，探头垂直于所测磁场强度方向放入测量区域，驱动电源是 δ 电源 SM30-200(30V, 200A)。

线圈串联在一起，分别测量了这组线圈在反亥姆霍兹组态和亥姆霍兹组态下产生的磁场的空间分布。在 Mathematica 9.0 中把每圈电流在空间某点处产生的场强叠加起来形成整个线圈的空间磁场分布，然后分别对这组线圈在反亥姆霍兹组态和亥姆霍兹组态下形成的空间磁场分布进行数值模拟并与实验结果对比，如图 2.5(a)和图 2.6(b)所示，实验测量的磁场空间分布与数值模拟吻合的很好。

反亥姆霍兹组态下 cell 上下两线圈产生的磁场方向相反，叠加后在 cell 的 Z 方向上形成线性的磁场，磁场零点在 cell 中心，Z 方向正半轴和负半轴磁场方向相反，测量点处的场强随着测量点与磁场零点的距离增大而线性增大，这样使原子在 Z 方向形成与位置相关的不同程度的塞曼分裂，塞曼分裂大小与磁场强度近似成线性关系。如图 2.5(b)中所示：实验测得在线圈间距为 43mm 电流为 10A 时轴向磁场梯度为 7.5G/cm，cell 区域为图 2.5(a)中-20mm 到 20mm 这一段，线圈中心与 cell 中心基本重合，间距为-21.5mm 到 21.5mm 这一段均匀度非常好，此范围完全覆盖了 cell，完全可以满足本实验中磁光阱对于磁场均匀度的要求。

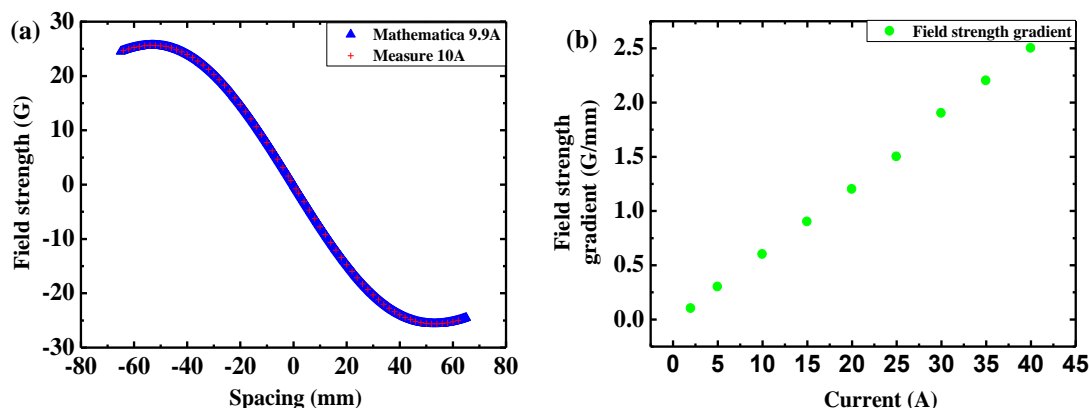


图 2.5 反亥姆霍兹组态下线圈产生的磁场空间分布及磁场强度梯度随电流变化的关系：(a) 间距为 43mm 电流为 10A 时线圈轴向产生的磁场实验测量值和 Mathematica 数值模拟结果对比；

(b) 在磁场零点附近测得的磁场强度梯度随电流变化的关系

亥姆霍兹组态下 cell 上下两线圈产生的磁场方向相同，叠加后在 cell 区域形成匀强磁场。比较图 2.6(a)和 2.6(b)可以看出在-21.5mm 到 21.5mm 对应于 cell 区域这一段：当线圈间距为 54mm 时，场强分布呈明显不均匀，而当间距变为 43mm 时，此时磁场在 cell 区域均匀度较好。在 Mathematica 9.0 中数值模拟线圈间距对其均匀度的影响，发现间距为 43mm 时均匀度最好，实验中选取了不同线圈间距值测量得到了同样的规律。从图 2.6(c)刻画了线圈间距为 54mm 和 43mm 时磁场梯度在 cell 的

Z 方向的分布，同样可以看出线圈距离为 43mm 时，磁场梯度几乎为零，近似为匀强场，这保证了实验中原子云感受到的磁场大小相等。图 2.6(d) 展示了 cell 中心磁场强度梯度与电流大小的关系。另外线圈间距为 43mm 电流为 40A 匀强场的磁感应强度大小为 200 高斯，可以估算当通电流 200A 时，可以产生高达 1000 高斯的强磁场，这有利于实验中大范围扫描磁场观察 Feshbach 共振以及研究强磁场下 Feshbach 共振对相关实验的影响。

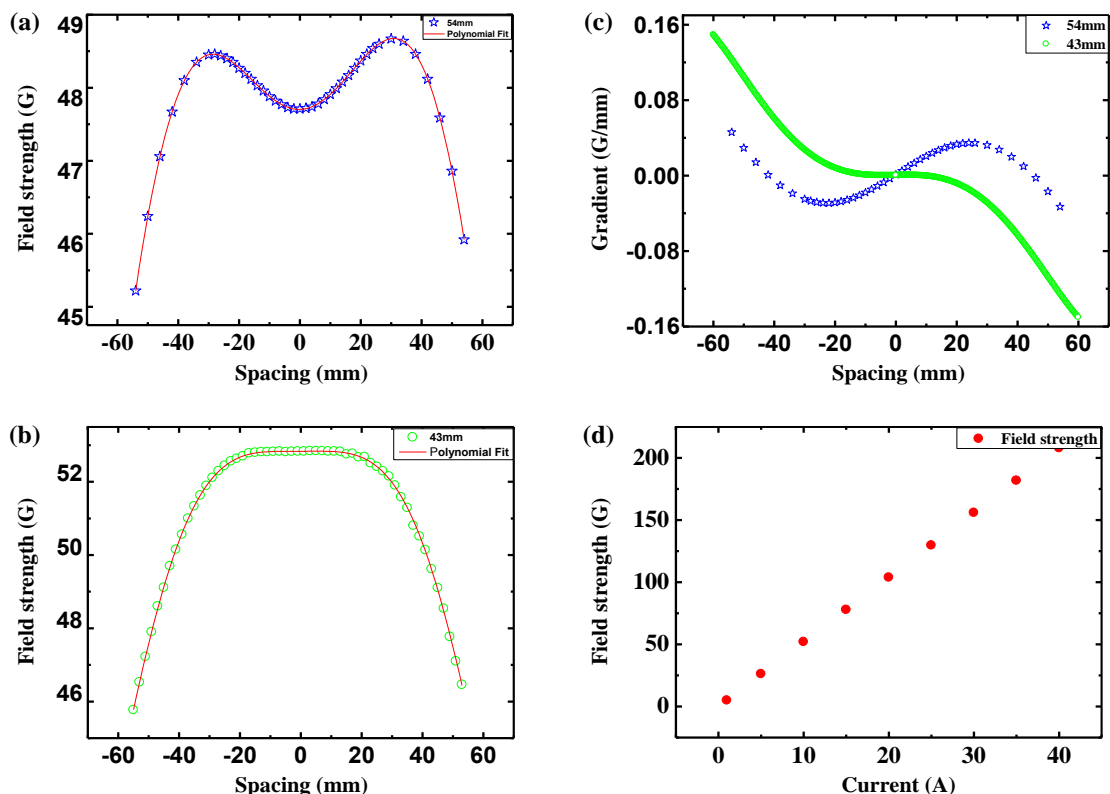


图 2.6 电流为 10A 时亥姆霍兹组态下线圈在线圈间距为 43mm 和 54mm 时磁场轴向方向的分布
磁场梯度及场强与电流的关系：(a) 线圈间距为 54mm 时的轴向磁场分布；(b) 线圈间距 43mm 时的
轴向磁场分布；(c) 线圈间距为 54mm 和 43mm 时磁场梯度的比较；(d) 线圈间距为 43mm 10A 时
cell 中心处磁场强度和电流的关系

2.5.2 线圈的冷却

处于工作状态的线圈会在几分钟内温度迅速上升，使线圈电阻迅速增大，因此需要给线圈设计水冷系统。好处是降低了热功率损耗，更重要的是防止因线圈热胀引起磁阱的变化和抖动。线圈产生的焦耳热功率为^[38]：

$$p = 2.65 \times 10^{-3} \times I^2 \times L \quad (2.6)$$

其中 I 是电流, L 是线圈总长。这个公式表明了正常工作的线圈需要被冷却水带走的热功率, 对应的冷却水的流速是:

$$F = 14.3 \times P/\Delta T \quad (2.7)$$

其中 F 是冷水的流速, P 是线圈产生的焦耳热功率, ΔT 是实验可以接受的温度变化。Hazen-Williams 方程描述了管中的流速与因摩擦、管道弯曲等因素带来的压降的关系:

$$\Delta P = \frac{4.52 \times L F^{1.85}}{C^{1.85} D^{1.85}} \quad (2.8)$$

其中 ΔP 是冷水流经线圈后的压降, L 是线圈总长, F 是冷水流速, d 是通水孔径的大小, 铜的 C 因数大约 140。方铜线圈的弯曲使水路如同盘山公路般弯曲, 水阻很大, 再加上铜内壁的摩擦等因素使得所需的水压很大。

2.6 利用原子测量磁场稳定性的方法

稳定和均一的磁场对于分子的缔合谱的获得非常关键^[39], 下面提供两种更精确的检测磁场稳定性的方案, 我们使用的是原子的拉比振荡和射频谱^[40]。

实验上, 我们在 ^{40}K 的两个塞曼子能级之间进行拉比振荡的测量。磁场的噪声直接影响失谐 Δ , 这导致了振荡的拉比频率, 如下面公式:

$$P_e(t) = \frac{\omega_R^2}{\Omega_R^2} \sin^2\left(\frac{\Omega_R}{2} t\right) \quad (2.9)$$

这里 $P_e(t)$ 是与时间有关的激发态的布局, ω_R 是拉比频率, $\Omega_R = \sqrt{\omega_R^2 + \Delta^2}$ 是普遍的拉比频率的表达式。 Δ 是失谐, 它与偏置磁场和射频光子频率有关, $\Delta = \omega_{res}(B) - \omega_{RF}$, 这里的 ω_{res} 是共振频率, ω_{RF} 是射频光子的频率。我们可以把失谐 Δ 分解成一个固定的失谐 Δ_0 和一个随机变量失谐值 Δ_N , Δ_N 代表了磁场的扰动。这样, 我们可以重新把拉比振荡的表达式写成如下形式:

$$P_e(t) = \frac{\omega_R^2}{\Omega_R^2} \sin^2\left(\sqrt{\frac{\omega_R^2 + \Delta_0^2 + 2\Delta_0\Delta_N + \Delta_N^2}{2}} t\right) \quad (2.10)$$

当固定的失谐值 Δ_0 趋于零时, 上面公式可以化简为如下:

$$\frac{\omega_R^2}{\Omega_R^2} \sin^2\left(\frac{\omega_R}{2} t + \frac{\Delta_N}{4\omega_R} t\right) \quad (2.11)$$

这里我们假定固定的失谐值为零, 因为他与磁场的扰动无关。当 $\frac{\Delta_N}{4\omega_R} t \sim \pi$ 时, 原子开始退相干, 因此, 在拉比频率已知的情况下, 从退相干的速率, 我们可以得到磁场的扰动的信息。拉比振荡是一个非常灵敏的测量磁场扰动的工具, 因为退相干时间与磁场扰动的变化成四次方的关系。

从射频谱的宽度, 我们也可以得到场的稳定性, 因为在傅里叶展宽不是主导因素时, 磁场的扰动就会影响谱的宽度。射频谱同样是在 ^{40}K 的两个塞曼子能级展开

的，如果我们使用很短时间的方波脉冲，可以得到特征的正弦曲线，可以得到的谱的宽度，但是此时谱的宽度被傅里叶展宽覆盖住了。因而需要使用 Blackman 脉冲，此时正弦曲线的形状消失，我们可以得到射频频谱的宽度，最终得到磁场的稳定性的值。

2.7 远失谐绿光与磁场的混合势阱

当原子置于激光场中时，激光的电场分量 \vec{E} 诱导原子产生一个偶极矩 \vec{p} ，这个偶极矩以光场的驱动频率 ω 振荡。这个诱导的电偶极矩再次与激光的电场矢量相互作用产生一个与空间坐标有关的势能^[5]：

$$U_{\text{repel}}(r) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^2} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) I(r) \quad (2.12)$$

这里 $I(r)$ 是激光的强度分布， Γ 是原子的跃迁线宽，也可以理解为原子激发态的衰减率。 ω_0 是原子的跃迁频率， ω 是激光的频率。我们可以看出，当激光频率 ω 大于原子的共振频率 ω_0 时，势能的分布是正值，光强最强处势能最大，因而原子将会远离光强最强处，趋向光强最弱处，即蓝失谐。当激光频率 ω 小于原子的共振频率 ω_0 时，情况则相反，原子将会被吸引到光强最强处，红失谐。因此，用来堵住四极磁阱零点的激光应该使用蓝失谐的，才能有效地防止原子的损失。

为了最大化所用激光的排斥势，确保原子可以远离磁阱零点。实验中，我们把激光的腰斑聚焦的很小。对于我们使用的 532 纳米的绿光，势能正比于激光功率，反比与激光的束腰： $U_{\text{max}} \propto \frac{P}{w_0}$ ，这里 P 是激光的功率， w_0 是激光的腰斑大小，大约 50 微米。

磁阱可以按照极值点是否为零分为两种类型的阱：第一种磁阱的极值点为零，即 $|B_{\text{min}}| = 0$ ；另外一种磁阱极值点不为零，即 $|B_{\text{min}}| \neq 0$ 。第一种磁阱是一种线性阱，因为在接近磁场零点附近它创造了一个三维的线性势。但是因为 $|B_{\text{min}}| = 0$ ，原子在磁阱中进行蒸发冷却到较低温度时，原子会发生马约拉纳自旋反转^[41]，使原子从磁场囚禁态反转到磁场排斥态，从而在磁场强度为零的地方漏出阱外，造成严重的原子损失，并且无法进一步冷却原子。另一种 $|B_{\text{min}}| \neq 0$ 的阱因为没有零点的存在从而不会发生此类自旋反转。

原子感受到的磁阱的力来自于磁场的梯度，磁场梯度越高的阱给原子提供的囚禁环境越好。出于这个目的，线性阱提供了最好的囚禁势。对于温度更高一些的原子，马约拉纳自旋反转不会引起原子损失，因为这些原子在磁场零点出现的几率较小，在零点处待的时间也较短。原子通过因为马约拉纳反转从一个线性磁阱零点流出的速

率可以用 $\Gamma_M = C/T^2$ 来估算^[42]，这里的 C 取决于 μB 。当存在排斥的绿光时，原子必须越过一个势垒 U 才能接近磁阱零点，这把原子的速度从 $v = \sqrt{2E/M}$ 修正为 $\sqrt{2(E-U)/M}$ ，这里 $E = \frac{3}{2}k_B T$ 是原子的能量。因为原子损失率正比于 v^2 ，修正后的原子损失率是 $\Gamma_M = (C/T^2)(1 - 2U/3k_B T)$ 。为了阻止原子的损失，就需要把这个磁场为零的点堵住。使用较多的一种方法是额外加一个 Ioffe 线圈^[43]，与四极线圈构成一个 QUIC 阱，QUIC 磁场最低点不为零，从而避免了原子漏掉。这一方法会移动原子团远离 cell 中心几个毫米，之后还需要移动回来，这就需要慢慢的升降 Ioffe 线圈的电流。QUIC 阱的缺点是升降 Ioffe 线圈的电流需要几秒钟时间，并且 Ioffe 线圈产生的磁场与四极线圈产生的磁场叠加在一起，使总的磁阱在接近极值点的区域不再是线性的了，趋向于二次型曲线的形式，因而阱的束缚有所减弱。

为了堵住磁场零点并保持磁阱囚禁势为线性，我们在实验中利用 532 纳米的绿光的偶极力排斥原子远离磁场零点，这一方法最早是由麻省理工大学的 Wolfgang Ketterle 教授在实现 Na 的玻色爱因斯坦凝聚时使用的^[44]。排斥的原理是：532 纳米激光的电场诱导原子产生一个电偶极矩，原子被诱导产生的电偶极矩再与 532 纳米激光的电场矢量相互作用。实验上用一个透镜使激光聚焦，形成光强的不均匀分布，因而电场的分布也是不均匀的，出现电场强度的梯度，最终原子与 532 纳米激光电场的相互作用也是有梯度的。因为 532 纳米小于我们实验原子铷和钾的跃迁波长，因而这种相互作用是排斥的，绿光光强越大的地方排斥原子越厉害，因此，我们使绿光在磁阱零点处聚焦，使得此处排斥力最大。激光束给原子提供了一个谐振势的囚禁，但是因为光束的聚焦，束腰半径大约几十个微米，所以，只有在极度接近磁阱底部的囚禁势被减弱了，温度稍微高一点的原子所处的区域囚禁势任然是紧束缚的线性势。

为了整体地理解这个激光与磁阱组合的势能，我们考虑这样一个理想的情况：激光具有完美的高斯光束的轮廓。因为四极磁阱具有方位角对称性。因而形成了一个环形的囚禁势。在较长的瑞利长度（大约为几个毫米）的情况下忽略激光的腰斑的变化，激光与磁阱组合的势能的最小等势能面是两个反亥姆霍兹线圈中间平面内形成的一个半径为 r_0 的圆环，在 r_0 处激光产生的势能和磁阱产生的势能相等。532nm 绿光的光路图如下图所示：

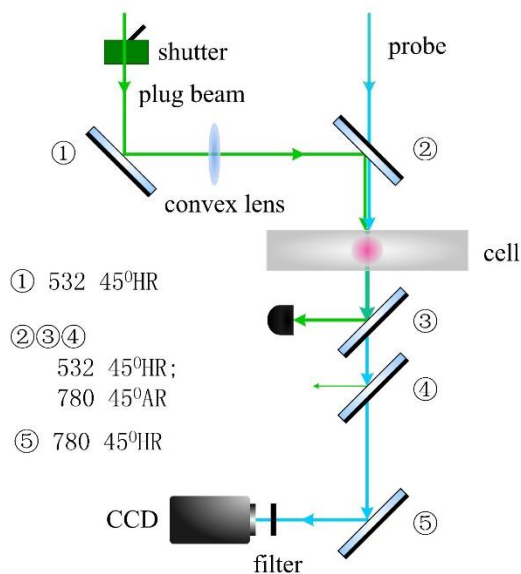


图 2.7 光塞磁阱绿光的光路图

我们使用的激光器是 15 瓦的固体激光器，由 1064 纳米激光器通过倍频得到 532 频率的激光。光束从水平方向入射，经过 cell 之后由 532 纳米高反和 780 纳米高透镜片反射走，以防绿光进入 CCD，影响成像，反射掉的绿光用一个光学垃圾斗收集。

由于直接使用 532 纳米激光去击中原子团不容易判断，因此我们先使用一束 780 纳米共振的探测光先击中原子团。因为原子吸收了一部分我们用来校准的 780 纳米探测光，因而在吸收成像时如果观察到少了一部分就代表用来校准的探测光击中了原子。接下来使 532 纳米激光与校准光进行重合，然后再次成像观察是否有排斥原子团的现象，一般情况下不会幸运地直接看到排斥的现象，那么通过精细调节聚焦透镜上下左右的位置在附近搜索一遍，就能找到原子的位置，放置透镜的平移台的精度是 10 个微米，原子云尺寸是几十个微米。利用蓝失谐绿光排斥原子配合四极磁阱构造的混合势阱比单纯的全磁的阱形成速度更快，装置更简洁^[43, 45]。

第三章 磁场转移原子实验

磁场转移原子实验所用的真空系统同样是双腔系统，第一个磁光阱和我们最终做实验的 science cell 之间有大体 30 厘米。我们使用的方法是利川 12 对互相重叠的四极线圈产生的四极磁场转移原子云。使用磁场转送原子到很大距离的实验首先由德国慕尼黑的 Hansch 组实现^[46]，这样的冷原子系统为后面的光晶格实验等留下了充足的空间。

3.1 转移磁场的设计

设计磁转移线圈重要的一点是计算两对相邻并空间重叠的四极线圈组合在一起产生的新的四极磁场，这两对线圈的电流方向相同。两对线圈重叠的构型和一对拉伸了的椭圆的四极线圈类似，同样产生了椭圆形拉长的囚禁势，梯度比 $A > 1$ 。当前一对线圈的电流下降，同时后一对线圈的电流上升时，它们组合的椭圆形的磁阱的中心向后一个线圈方向移动。我们制作了 12 对互相重叠的四极线圈，可以长距离地转移原子。要唯一地确定囚禁势的几何形状需要控制传输过程中的三个参数：与时间有关的阱中心的位置 x_t ，此位置对应的垂直方向上的囚禁梯度 $\partial B_z / \partial z$ 和 X-Y 平面上的囚禁梯度比例 A。为了避免由于磁转移过程中囚禁参数的变化给原子带来的加热^[47]，控制这三个参数在原子转移过程中不变很有必要。思路是：任意时刻只有三对线圈处于工作状态，那么在原子转移的任意时刻，原子都是感受到三个四极线圈产生的囚禁势，剩余的线圈不会对原子有影响。

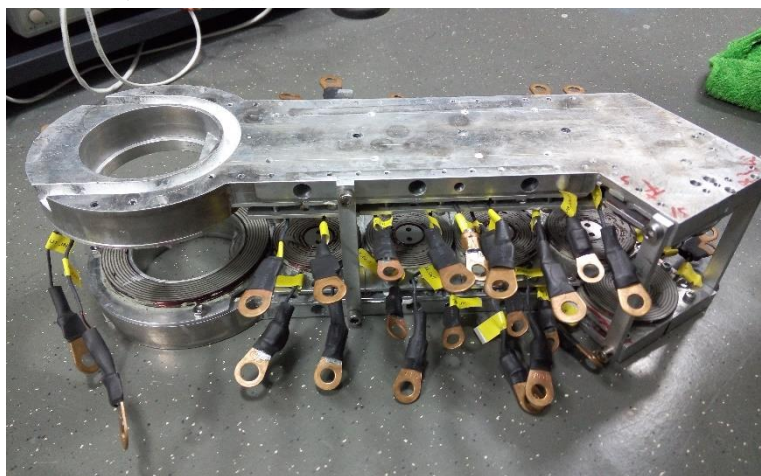


图 3.1 一系列磁转移线圈互相重叠组成的转移链

原子首先在第一个真空腔内被磁光阱俘获，磁光阱线圈套在腔的窗口外边，因而它的内径是 70mm，外径是 110mm。磁光阱线圈圈数是 120 圈，由 1.5 毫米粗的圆形

漆包线绕制。另外一个必要的线圈是推送线圈，它被制作成锥形，套在真空腔的 CF40 窗口上，这样的设计是最接近磁光阱中心的，推送线圈内径是 40mm，外径 80mm。为了增加热导率，贴在铝制底座上的所有转移线圈都涂上了导热硅脂，线圈的铝盘切开了一条狭缝来减弱涡流。下面简要地介绍磁转移装置的电流时序，原子被磁光阱俘获后，增加推送线圈的电流，原子云向第一个推送线圈运动，接着增大第一个转移线圈的电流，原子运动到第一个转移线圈中间，然后增大第二个转移线圈的电流，保持第一个转移线圈的电流，减小推送线圈的电流，原子运动到第一个和第二个转移线圈中间。下一步增大第三个转移线圈电流，减小第一个转移线圈电流，原子从第一二个转移线圈之间运动到第二三个转移线圈之间。继续重复这样的增加减小电流的动作，就可以把原子一步步推送到实验区域。

原子的起始位置在磁光阱，12 对转移线圈构成了磁转移路径。如上图 3.1 所示，我们的路径有一个一百二十度的转弯，使得两极磁光阱不在一条直线上，为后续的光路留出位置。从磁光阱开始到拐弯的直线长度大约二十五厘米，从拐弯处到玻璃 cell 中心距离大约二十厘米。最终，原子被转移到一对四极线圈和一个 Ioffe 线圈构成的 QUIC 阱中，在这个阱里面我们进行后续的实验操作。推送线圈是很有必要的，因为原子被俘获的磁光阱的线圈的半径很大，而我们制作的转移线圈与它相比尺寸较小，在转移刚开始的阶段，如果没有推送线圈，只依靠增加第一对转移线圈的电流改变磁场构型是不足以拉动原子到达指定位置的。

磁转移装置由在真空装置上面的下面的两层相同的线圈构成，每一个线圈均与下一个线圈重叠一半。单个线圈外径大约 64mm，内径为 25mm，使用一毫米粗的漆包线绕制，线圈的圈数是 132 圈。由于真空装置的限制，内层线圈之间的距离为 60mm，单个线圈厚度为 10mm，因而外层线圈之间距离为 80mm。特别需要注意的一点是，在推送拐角的地方，是由三个转移线圈叠加的，因为在拐角处两个线圈重合的面积不够大，因而另外多加一个线圈补偿磁场。

设计磁转移装置时非常重要的一点是尽可能地降低功耗 $P = RI^2$ ，这取决于线圈的电阻和工作电流。每个线圈在工作时都要把一部分电能转化为热能，这会引入线圈电阻的增大从而增大产热功率，线圈受热发生几何形变，引起磁场抖动会给原子产生加热效果。为了使线圈工作在一个合适的温度，我们最初的想法是在装载线圈的铝制底盘中间打一些水道，但是这样水嘴向两侧伸出来严重占据了给转移线圈供电的空间，最终我们在铝制底盘外部贴合了一块铜块，铜块中间通有水道，水路从底盘的背部走，这样水路与电路互不干扰。

一对线圈在垂直于转移路径的 Z 方向上的磁场梯度是：

$$\frac{\partial B_z}{\partial z} = 3\mu_0 \frac{r^2 d}{(r^2 + d^2)^{5/2}} I \quad (3.1)$$

这里的 d 是两个线圈之间的距离， r 是线圈的半径。从上面公式我们看到， Z 方向上的梯度正比于 d^2 ，为了保持梯度不变，那么电流就需要正比于 d^4 增加。因而为了尽可能的减小功耗，就需要最小的线圈间距 d ，它取决于真空系统的设计，我们设计了扁平状的真空腔，使得真空垂直方向距离为 50mm。在确定了线圈间距 d 之后，我们可以计算得到一个最优的线圈半径 r 的值来得到确定电流下最大的磁场梯度。在转移过程中我们确定的磁场梯度为 $\partial B_z / \partial z = 13\text{G/mm}$ ，足以很好地囚禁原子，工作电流为 30 安培。

3.2 转移线圈的电流驱动和控制

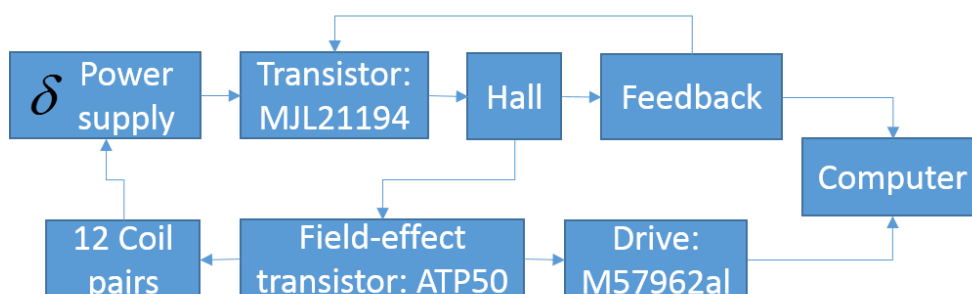


图 3.2：磁转移线圈的电流驱动、计算机控制和反馈

为了实现磁场的开关和电流的升降，转移过程中需要很好的设计电流时序。我们使用一台能够提供 200 安培大电流的电源，型号是 $\delta 30-200$ ，可以提供最高 30 伏，200 安培的功率输出。改变电流的大小通过晶体管 MJL21194，单个晶体管的允许通过电流不够大，我们采取的办法是使用十个同样的晶体管并联分担电流，这十个晶体管的控制信号输入端接在另外一个晶体管上，这样我们只需要把计算机控制信号提供给这一个晶体管。磁转移过程中每一时刻都有三个线圈同时在工作，我们在总的三条输出路径上安装了霍尔元件，它能够把电流的波动信号通过一个反馈电路最终给到起控制作用的那个晶体管上，来稳定电流以及设定不同的工作电流值。所有的转移线圈都是共地的，但是在每一个转移线圈的电流输入端我们都安装了 MOSFET 作为开关，同样由于单片的允许承压不够大，我们采取了两片并联的方法，MOSFET 需要一定的驱动电流，每一个 MOSFET 上都配备了一个驱动集成电路 M57962a1。反馈电路的开关驱动由计算机控制，我们在计算机上可以设定想要的工作电流值和开关每一个线圈。

3.3 本章小结

在本章主要介绍了磁场转移原子的实验，首先介绍了利用一系列四极磁阱转移原子的原理，然后介绍了转移线圈的装置细节和转移过程。随后介绍了转移线圈的电流驱动和计算机控制。

第四章 冷原子实验光学阱的设计

4.1 光学偶极阱的设计原理

研究超冷气体的一个必要条件就是构造一个合适的阱可以囚禁原子较长时间以供实验操作。目前有两种类型的阱已经被证明可以成功地囚禁冷原子，第一类是基于磁场构建的，例如 Ioffe-Pritchard 阱和 QUIC 阱。另一类基于光的光学偶极阱，由与原子跃迁远失谐的激光的电场和这个电场诱导原子产生的电偶极矩的相互作用产生。光学偶极阱^[5]的囚禁势由被极化原子的极化程度和激光场的强度分布决定。这两种阱的最本质的区别在于它们与原子的相互作用力来源不同，远失谐光学偶极阱对原子的作用力不会像磁阱一样限制在某个确定的超精细态上。另外一个光学偶极阱巨大的优势是：光学偶极阱可以通过光的干涉创造多种多样形式的阱。通常的光学偶极阱由单束或者两束远失谐的聚焦的激光束产生。原子团在光学塞子磁阱中经过预冷却之后，原子的温度降低到足以装载在光学偶极阱的程度，我们的下一步实验就是把原子从光学塞子磁阱转移到光学偶极阱中，然后转载在光晶格中。光学偶极阱的阱深约为几十个微开尔文，光学偶极阱可以在无需外部磁场的情况下囚禁原子团，从而实现对外部磁场的控制，实现磁场导致的 Feshbach 共振。

当一个原子放置在一个空间不均匀的光场中时，电场 $E(\mathbf{r}, t)$ 以振幅 ε_0 和频率 $\omega = 2\pi\nu$ 振荡^[48]，引起一个偶极矩，它与光场再次相互作用，这引起基态能量的改变，改变量由二阶微扰理论决定：

$$\Delta E_g = -\frac{1}{2}\alpha(\omega)\langle\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)^2\rangle_t\langle\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)^2\rangle_t \quad (4.1)$$

这里 $\langle\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)^2\rangle_t$ 代表能量的时间平均， $\alpha(\omega)$ 代表一个复数的与态有关的原子极化率：

$$\alpha(\omega) = \sum_e |e|\langle\mathbf{p} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}|g\rangle|^2 \left(\frac{1}{E_e - i\hbar\omega r_e/2 - E_g - \hbar\omega} + \frac{1}{E_e - i\hbar\omega r_e/2 - E_g + \hbar\omega} \right) \quad (4.2)$$

这里 $\boldsymbol{\varepsilon}$ 是电场方向的单位矢量；下角标 g 和 e 分别代表基态和激发态， $1/r_e$ 是原子的寿命。色散 $\alpha(\omega)$ 的实数部分给出了偶极势：

$$U_{dip}(\mathbf{r}) = -\frac{1}{2}\langle\mathbf{p} \cdot \mathbf{E}\rangle_t = -\frac{1}{2\varepsilon_0 c} \text{Re}[\alpha] I(\mathbf{r}) = f_{DP} \cdot I(\mathbf{r}) \quad (4.3)$$

这里 ε_0 代表介电常数， c 是光速， $I(\mathbf{r})$ 是激光的强度。 $\alpha(\omega)$ 引入的虚数的部分通过如下公式与自发散射率有关：

$$\Gamma_{sc}(\mathbf{r}) = \frac{P_{abs}}{\hbar\omega} - \frac{1}{\hbar\omega} \langle\mathbf{p} \cdot \mathbf{E}\rangle_t = -\frac{1}{\hbar\varepsilon_0 c} \text{Im}[\alpha] I(\mathbf{r}) \quad (4.4)$$

在特定的基态 $|g_j\rangle$ 和激发态 $|e_i\rangle$ 之间的偶极矩阵元 $\mu_{ij} = \langle e_i | \boldsymbol{\mu} | g_j \rangle$ 可以被写成矩阵元 $|\mu|$ 和一个实数的跃迁系数 C_{ij} (即 CG 系数) 的内积： $\mu_{ij} = C_{ij} |\mu|$ (魏格纳-埃耳卡

特)。在不可约的张量算符公式中我们可以找到超精细态 $|g_j\rangle = |F, m_F\rangle$ 和 $|e_i\rangle = |F', m'_F\rangle$ 之间的偶极矩阵元: $\langle F, m | er_q | F', m'_F \rangle = \langle J || er || J' \rangle \cdot (-1)^{2F'+J+L+m} \cdot \sqrt{(2F'+1)(2F+1)(2J+1)} \begin{Bmatrix} J & J' & 1 \\ F' & F & I \end{Bmatrix} \begin{pmatrix} F & 1 & F' \\ m'_F & q & -m'_F \end{pmatrix}$, 大括号和圆括号代表魏格纳六阶和三阶张量符号, 除非子能级满足 $m'_F = m'_F + q$, 后面一项通常不存在。上面方程里的 q 代表光的极化 ($q=0$ 代表 π 偏振光, $q=\pm 1$ 分别代表左旋和右旋圆偏振光)。这里的 L, S 以及 $J=L+S$ 代表我们熟悉的精细结构的量子数, 它是价电子的轨道角动量 L 和它的自旋角动量 S 耦合的结果。简化的矩阵元 $\langle J || er || J' \rangle$ 只与量子数 L, S 和 J 有关, 并通过下面的表达式直接与可以测量的衰减率有关:

$$\Gamma_{J-J'} = \frac{1}{\tau_{J-J'}} = \frac{\omega_{J-J'}^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} \frac{2J'+1}{2J+1} |\langle J || er || J' \rangle|^2 \quad (4.5)$$

通过插入上述两个方程到二级微扰引起的基态能量的改变量中, 我们可以得到与态相关的原子的极化率, 即 f_{DP} 。一束激光的电场的分布 $E(\mathbf{r}) = \epsilon(\mathbf{r})e^{-kiz}$ 源自亥姆霍兹方程: $(\nabla^2 + k^2)E(\mathbf{r}) = 0$, 这是由傍轴波近似决定的: $\nabla_T^2\psi - 2ik\frac{\partial\psi}{\partial z} = 0$, 这里的 k 代表波失, ∇_T^2 是平面拉普拉斯算符。方程最重要的解是高斯光束, 沿 Z 方向传播的光场的基模分布是:

$$E(\mathbf{r}) = \epsilon_0 \frac{q_0}{q(z)} \cdot \exp[-ik\frac{x^2+y^2}{2q(z)}] \cdot \exp(-ikz) \quad (4.6)$$

这个复数的激光参数 $q(z) = z + iz_R$, 可以表达成与两个实数光束参数有关的公式:

$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i\frac{\lambda}{\pi\omega^2(z)}$, 即曲率 $R(z)$ 的波前半径和光束半径 $w(z)$: 其中 $R(z) = z[1 + \frac{z_R^2}{z^2}]$, $\omega^2(z) = \omega_{0,z}^2[1 + \frac{z^2}{z_R^2}]$, 这里的 $z_R = \pi\omega_0^2/\lambda$ 是瑞利长度, $w_0 = 2z_R/k$ 代表 Z 方向上的光束束腰。我们知道高斯光束产生的囚禁势可以表示成如下形式:

$$V_{dip}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) I(\mathbf{r}) \approx \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\Delta} \right)^2 I(\mathbf{r}) \quad (4.7)$$

原子在光阱中的散射率是:

$$\Gamma_{sc}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^3 \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) I(\mathbf{r}) \approx \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\Delta} \right)^2 I(\mathbf{r}) \quad (4.8)$$

公式可以分成两部分理解, $\frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right)$ 表示了光驱动近似成二能级系统的原子, $I(\mathbf{r})$ 表示了激光的强度分布对偶极势的贡献。这里的 $\Delta = \omega_0 - \omega$ 是激光的频率相对于二能级原子跃迁的失谐。当激光的频率与原子跃迁频率接近时, 公式可以选择后面的近似形式, 这里应用了旋波近似。如果失谐比较大, 在计算偶极势和散射率时就会带来较大的误差, 数值模拟可知 10% 的失谐会引起 5% 的偶极势的误差和 20% 的散射率的误差。我们实验中使用的偶极激光一般都是大失谐的, 因而不能采用旋波近似的算法, 但是可以采用前面等式没有进行近似的公式。

对于偶极阱所用激光失谐的选取要考虑两方面的因素, 一是激光功率, 二是实验可以接受的最大非弹性碰撞率。从公式看到, 一方面对于同样的激光功率, 小失

谐的激光能够产生更大的阱深，因为偶极势正比于 I/Δ 。另一方面，非弹性碰撞率反比于失谐的平方 I/Δ^2 。散射率可以用失谐和总的偶极阱深来表达：

$$\hbar r_{sc} = \frac{\Gamma}{\Delta} V_{dip} \quad (4.9)$$

因此，对于偶极阱来说，激光的失谐越大，这样非弹性碰撞率越小，就可以保证创造的偶极势是保守势。决定偶极势的另一部分是激光的强度分布，实验所用的激光红失谐于原子跃迁，创造了一个吸引的势。这样的势在三维空间中最容易实现的是采用紧束缚的高斯光束。一束高斯光束的强度分布可由下面公式描述：

$$I(\mathbf{r}, z) = \frac{2P}{\pi w^2(z)} e^{-\frac{2r^2}{w^2(z)}} \quad (4.10)$$

这里的 $w(z) = w_0[1 + (\frac{z}{z_R})^2]^{1/2}$ 是与传播方向坐标 z 有关的光强为最强处 $1/e^2$ 的腰斑半径， $z_R = \pi w_0^2/\lambda$ 是瑞利长度， λ 是驱动激光的波长， $w_0 = 2z_R/k$ 是高斯光束的束腰， P 是激光的功率。单束激光形成的偶极阱的阱深为 $V_{dip}(0)$ ，即在坐标 $R=Z=0$ 时的势能大小，可以表达成如下形式：

$$V_0 = V_{dip}(0) = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) \frac{2P}{\pi w_0^2} \quad (4.11)$$

即单束激光形成的偶极阱势能取决于实验所用原子种类，激光和原子跃迁频率的失谐，激光的功率和激光聚焦的束腰。如果激光聚焦的束腰不是圆形的，即在 X 方向和 Y 方向的束腰大小不一样，这样就会在垂直于激光传播方向平面内形成不均匀的紧束缚，不均匀束缚的来源是不同大小的束腰引起光强分布的不同，所以实际上只决定于高斯光束的那部分，如下式：

$$V_{dip}(x, y, z) = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) \frac{2P}{\pi w_x(z)w_y(z)} e^{-\left(\frac{2x^2}{w_x^2(z)} + \frac{2y^2}{w_y^2(z)}\right)} \quad (4.12)$$

这里的 $w_x(z) = w_{x0}[1 + (\frac{z}{z_R})^2]^{1/2}$ ，是与传播方向 z 有关的垂直于传播方向上的 X 方向的束腰大小， Y 方向的束腰定义与此类似，这允许我们创造椭圆形的束腰来产生不均匀的偶极囚禁势。因为束腰的尺寸大约为几十个微米，远大于原子云的尺寸，因此可以做如下简化： $e^{-\left(\frac{2x^2}{w_x^2(z)} + \frac{2y^2}{w_y^2(z)}\right)} \approx 1 - \frac{2x^2}{w_x^2(z)} - \frac{2y^2}{w_y^2(z)}$ 。原子在偶极阱中表现的像一个简谐振子一样，因此囚禁势的大小可以用囚禁频率来表征， x 方向的囚禁频率为： $\omega_x = \frac{2}{w_x} \sqrt{\frac{V_0}{m}}$ 。两束互相垂直的激光形成的偶极阱的阱深可以直接相加，因为阱深是标量。另一种方法是吧他们各自的囚禁势在同一个坐标系统下写出来，分别在 X, Y, Z 方向展开，每个方向的囚禁频率只需要把每个方向的分量展开成如同简谐振子的二次项的形式，与简谐振子势对比即可得到囚禁频率。

4.2 光晶格的原理

光晶格也可以看做一种囚禁原子的势，特点是它的势是周期性的。研究超冷原子

在光晶格中的行为可以作为类比反推原子在固体晶格中行为^[49]。一维的光晶格是由一束激光的入射的反射干涉形成的，当然也可以选择两束激光对射，这样可以通过改变两束光之间的频率、相位，做出移动的光晶格。我们选取一维驻波的情况讨论，反射光的振幅是小于入射光的振幅的，因为经过镜片反射后光强会有一部分衰减。我们从激光的电场矢量出发计算最终光强的干涉，假设激光沿着 Z 方向传播，入射激光的电场矢量振幅是 A ，反射光的振幅是 B 。因为原子云的半径远小于激光的瑞利长度，因而 A 和 B 可以看做是不变的，激光的入射和反射的电场强度可以表示如下：

$$E_{in}(z, t) = Ae^{i(kz - \omega t)} \quad (4.13)$$

$$E_{out}(z, t) = Be^{i(-kz - \omega t)} e^{i\delta} \quad (4.14)$$

这里的 $k = 2\pi/\lambda$ 是波矢， ω 是激光的频率， δ 是入射光和反射光的相位差。如果没有反射光，单束光的阱深正比于激光的强度，可以看做是一个偶极势阱，如下：

$$U_0 \propto I_0 = \frac{1}{2} \epsilon_0 |E_{in}(z, t)|^2 = \frac{1}{2} \epsilon_0 A^2 \quad (4.15)$$

这里的 ϵ_0 是真空中电导率。在这种情况下，入射光电场矢量的虚部的时间平均为零，产生的阱深是固定的。但是当放置一个反射镜反射入射光时，因为电场在镜面的位置应该为零，镜子的位置就作为驻波的波节。这种情况下入射光和出射光的相位差应该是 π 。入射光和反射光的干涉可以表达为电场矢量的相加：

$$\begin{aligned} E(z, t) &= E_{in}(z, t) + E_{out}(z, t) = e^{-i\omega t} (Ae^{ikz} - Be^{-ikz}) = e^{-i\omega t} e^{ikz} (A - Be^{-2ikz}) = \\ &e^{-i\omega t} e^{ikz} [A - B\cos(2kz) + iB\sin(2kz)] \end{aligned} \quad (4.16)$$

光晶格的强度正比于电场矢量绝对值的平方： $|E(z, t)|^2 = A^2 - 2AB\cos(2kz) + B^2\cos^2(2kz) + B^2\sin^2(2kz) = A^2 + B^2 - 2AB\cos(2kz)$ ，强度与时间无关，驻波形成的光强分布为：

$$I_L(r) = \frac{1}{2} \epsilon_0 |E(z, t)|^2 = \frac{1}{2} \epsilon_0 [A^2 + B^2 - 2AB\cos(2kz)] = I_0 \left[1 + \left(\frac{B}{A}\right)^2 + 2\frac{B}{A}\cos(2kz) \right] \quad (4.17)$$

根据远失谐激光对原子产生偶极势的公式^[5]，我们知道：

$$V(r) = U_0 \left(1 + \left(\frac{B}{A}\right)^2 \right) + \frac{V_0}{2} \cos(2kz) \quad (4.18)$$

这里的 $V(r)$ 是驻波形成的光晶格的总的势能， $U_0 \left(1 + \left(\frac{B}{A}\right)^2 \right)$ 这部分是把两束远失谐光看做偶极光束形成的势，它相当于对整个光晶格势有一个偏置势， $V_0 = 4(B/A)U_0$ 是晶格深度，它来自于入射光和出射光的干涉，形成形状呈 $\cos(2kz)$ 的周期势，原子可以被装载在这一系列周期的势阱中。假设没有反射损失的理想情况， $A=B$ ，那么有 $V_0 = 4U_0$ ，即通过两束光的干涉，产生的阱的深度是仅通过叠加两束偶极光束势的两倍。通常情况下，反射光会有反射以及通过腔镜的损失，因而阱深

可以表示为 $V_0 = 4\sqrt{I_{out}/I_{in}}U_0$ 。沿着光晶格激光传播方向的囚禁频率可以这样得到：对光晶格势做小量展开， $\frac{V_0}{2}\cos(2kz) = \frac{V_0}{2}(1 - 2k^2rz^2)$ ，二次项看做一个简谐振子的势 $\frac{1}{2}m\omega^2z^2$ ，对比可知，囚禁频率为：

$$\omega_z = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{2V_0}{m}} \quad (4.19)$$

径向方向的囚禁因为没有光的干涉项，所以只是有偶极激光中光强的高斯分布不均匀带来的囚禁，因为束腰没有用透镜会聚得很小，所以囚禁频率也很小，算法是：光强在 X-Y 径向方向分布为： $V_{dip}(x, y, z) = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) \frac{2P}{\pi w_x(z)w_y(z)} e^{-\left(\frac{2x^2}{w_x^2(z)} - \frac{2y^2}{w_y^2(z)}\right)}$ ，同样的小量展开 $e^{-\left(\frac{2x^2}{w_x^2(z)} - \frac{2y^2}{w_y^2(z)}\right)} \approx 1 - \frac{2x^2}{w_x^2(z)} - \frac{2y^2}{w_y^2(z)}$ ，化简为二次型与简谐振子的形式比较，最终得到囚禁频率为：

$$\omega_x = \frac{2}{w_x} \sqrt{\frac{V_0}{m}} \quad (4.20)$$

Y 方向的计算一样，只需把束腰换为 Y 方向的束腰即可。如果实验中光晶格都是互相垂直的，那么二维光晶格和三维光晶格的晶格深度的算法可以独立在每个方向分别计算，忽略每束光在径向方向偶极势的部分，因为它与周期势相比很小。为避免三个方向上晶格由于不是绝对垂直引起的干涉，通常激光会略微失谐 10Mhz 左右，另一种办法是把三个方向上的偏振调节成互相垂直的线偏振。目前国际上主流的二维光晶格的方法是：两束互相垂直的晶格势分别有一束激光的入射光和反射光干涉得到，第三个方向用两束激光对射形成周期势，两束光之间不平行，有一个小夹角，可以改变晶格深度，使第三个方向上的晶格深度足够大，原子就形成一层一层的二维系统。同样一维原子系统也可这样形成，很多新奇的量子现象在低维系统下可以被发现和研究^[50]。

4.3 本章小结

本章主要在理论上介绍了远失谐的光学偶极阱的设计原理，并给出了阱深和囚禁频率的计算方法。然后介绍了光晶格的原理，理论上计算了一维光晶格的晶格深度和囚禁频率，为后续光晶格的实验做了理论准备。

第五章 总结与展望

本文主要在实验上研究了使用新型的中空的方形铜导线制作的线圈的磁场稳定性。第一章回顾了冷原子实验的发展历程，以及磁场在冷原子实验中的应用。第二章首先介绍了实验的真空系统，接着理论分析了磁阱能够装载原子的原理，描述了我们的实验装置中二维磁光阱和三维磁光阱的设计原理和装置细节，然后数值模拟了中空的方形铜导线的几何结构和线圈间距，对比了实验测量和数值模拟的磁场值，研究了使用中空的方心铜导线在亥姆霍兹和反亥姆霍兹组态下磁场的稳定性，计算了线圈的水冷，并提出了利用原子的拉比振荡和射频谱更精确地测量磁场稳定性的方法，最后简要介绍了绿光和磁阱配合组成的混合势阱：光塞磁阱。第三章介绍了利用一系列互相重叠的四极磁阱构建的一个长距离转移原子的磁转移链，首先介绍了磁场转移原子的原理，然后介绍了我们的装置和转移过程，最后介绍了转移线圈的电流驱动和计算机控制。第四章理论分析了远失谐的光学偶极阱俘获原子的原理，并结合实验数据给出了偶极阱阱深和囚禁频率的计算方法，然后理论分析了光晶格装载原子的原理，给出了计算晶格深度和囚禁频率的方法，为以后在装置中增加光晶格做准备。

阱的构建在冷原子实验中非常重要，从刚开始的俘获原子的磁光阱，到最后对在磁阱或光阱中原子进行操控，阱的稳定性和如何构建不同形状不同性质的阱是冷原子实验的主要挑战之一。例如激光器出射的光是高斯光束，总会有一些会聚，形成的偶极阱形状类似抛物线，我们可以使用光学器件把高斯光束变换成平面波，这样就可以构建底部平摊的囚禁势，不同的囚禁势对原子的行为有一定影响。此外，要研究某些实验必须要求实验者构建某种特殊囚禁形状、囚禁性质的阱。因此，阱的发展会极大地促进超冷原子实验的发展，创造新型阱有助于发现新的量子现象。我们的下一步计划是优化磁阱的电流驱动和反馈，降低驱动电流的波动，优化反馈回路，进一步提高磁场的稳定性。优化光学偶极阱的装载效率，准备光晶格实验。

参 考 文 献

- [1] T. Esslinger, I. Bloch, T. W. Hansch. Bose-Einstein Condensation in a Quadrupole-Ioffe-Configuration Trap [J]. *Phys Rev A*, 1998, 58: 2664.
- [2] R. Folman, P. Kruger, J. Schmiedmayer, et al. Microscopic Atom Optics: From Wires to an Atom Chip. *ArXiv*, 2008, 0805.2613.
- [3] S. Schneider, A. Kasper, L. Feenstra, et al. Bose-Einstein Condensation in a Simple Microtrap [J]. *Phys Rev A*, 2003, 67: 023612.
- [4] W. Hansel, P. Hommelhoff, J. Reichel, et al. Bose-Einstein Condensation on a Microelectronic Chip [J]. *Nature*, 2001, 413: 498.
- [5] R. Grimm, M. Weidemuller, Y. B. Ovchinnikov. Optical Dipole Traps for Neutral Atoms. *Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2000, 42: 95-170.
- [6] I. Bloch, J. Dalibard, W. Zwerger. Many-Body Physics with Ultracold Gases [J]. *Rev Mod Phys*, 2008, 80: 885-964.
- [7] R. Golub. Ultracold Neutrons: Their Role in Studies of Condensed Matter [J]. *Rev Mod Phys*, 1996, 68: 329.
- [8] E. P. David. Cooling Neutral Atoms in a Magnetic Trap for Precision Spectroscopy [J]. *Phys Rev Lett*, 1983, 51: 1336.
- [9] F. L. Hong, et al. Measuring the Frequency of a Sr Optical Lattice Clock Using a 120 km Coherent Optical Transfer [J]. *Opt Lett*, 2009, 34: 692.
- [10] X. Baillard, et al. An Optical Lattice Clock with Spin Polarized ^{87}Sr Atoms [J]. *Eur Phys J D*, 2008, 48: 11.
- [11] A. Lampo, L. Bertoldi, Cacciapuoti, et al. Determination of the Newtonian Gravitational Constant Using Atom Interferometry [J]. *Phys Rev Lett*, 2008, 100: 050801.
- [12] C. A. Regal, M. Greiner, D. S. Jin, et al. Momentum Distribution of a Fermi Gas of Atoms in the BCS-BEC Crossover [J]. *Phys Rev Lett*, 2005, 95.
- [13] A. L. Migdall, J. V. Prodan, H. J. Metcalf, et al. First Observation of Magnetically Trapped Neutral Atoms [J]. *Phys Rev Lett*, 1985, 54: 2596.
- [14] M. O. Mewes, M. R. Andrews, D. S. Durfee, et al. Bose-Einstein Condensation in a Tightly Confining DC Magnetic Trap [J]. *Phys Rev Lett*, 1995, 77: 416.
- [15] B. Demarco, D. S. Jin. Exploring a Quantum Degenerate Gas of Fermionic Atoms.

Phys. Rev. A, 1998, 58: 4267-4272.

[16] S. Giorgini, L. P. Pitaevskii, S. Stringari. Theory of Ultracold Atomic Fermi Gases [J]. Rev Mod Phys, 2009, 80: 1215.

[17] C. Chin, R. Grimm, P. Julienne, et al. Feshbach Resonances in Ultracold Gases. Rev. Mod. Phys, 2010, 82: 1225.

[18] A. Chotia, D. S. Jin, J. Ye, et al. Long-Lived Dipolar Molecules and Feshbach Molecules in a 3D Optical Lattice [J]. Phys Rev Lett, 2012, 108: 080405.

[19] E. I. Raab, M. Prentiss, A. Cable, et al. Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure. Phys. Rev. Lett, 1987, 59: 2631.

[20] C. S. Adams, E. Riis. Laser Cooling and Trapping of Neutral Atoms. Progress in Quantum Electronics. 1997, 21: 1.

[21] H. J. Metcalf and P. V. D. Straten. Laser Cooling and Trapping. Graduate Texts in Contemporary Physics. Springer, 1999.

[22] W. D. Phillips. Laser Cooling and Trapping of Neutral Atoms. Rev. Mod. Phys, 1998, 70: 721.

[23] T. Bergeman, G. Erez, H. J. Metcalf. Magneto-Static Trapping Fields for Neutral Atoms [J]. Phys Rev A, 1987, 35: 1535.

[24] K. E. Gibble, S. Kasapi, and S. Chu. Improved Magneto-Optic Trapping in a Vapor Cell. Optics Letters, April 1991, 17(7): 526.

[25] B. H. Bransden and C. J. Joachain. Physics of Atoms and Molecules. Prentice Hall, second edition, 2003.

[26] V. Mattias. Optical Feshbach Resonances in a Bose-Einstein Condensate. [D]. University of Innsbruck, 2005.

[27] W. H. Wing. On Neutral Particle Trapping in Quasistatic Electromagnetic Fields. Prog. Quant. Electr., 1984, 8(3-4): 181-199.

[28] W. Ketterle, D. E. Pritchard. Trapping and Focusing Ground State Atoms with Static Fields. Appl. Phys. B, 1992, 54(5): 403-406.

[29] K. J. Kugler, W. Paul, U. Trinks. A Magnetic Storage Ring for Neutrons. Physics Letters B, 1978, 72(3): 422-424.

[30] A. L. Migdall, J. V. Prodan, W. D. Phillips, et al. First Observation of Magnetically Trapped Neutral Atoms. Phys. Rev. Lett, 1985, 54: 2596-2599.

- [31] V. V. Vladimirkii. Magnetic Mirrors, Channels and Bottles for Cold Neutrons. Soviet Physics JETP, 1961, 12(4): 740-746.
- [32] K. Dieckmann, R. J. C. Spreeuw, J. T. M. Walraven, et al. Two-Dimensional Magneto-Optical Trap as a Source of Slow Atoms. Phys. Rev. A, 1990, 58: 3891.
- [33] R. H. Ian, B. O. Yuri, G. Patrik, et al. Zeeman Slowers for Strontium Based on Permanent Magnets [J]. J Phys B: At Mol Opt Phys. 2014, 47: 075005.
- [34] D. Wei, J. Zhang, et al. Simultaneous Magneto-Optical Trapping of Fermionic ^{40}K and Bosonic ^{87}Rb Atoms. [J] Chin Phys Lett, 2007, 24: 1541.
- [35] T. D. Cumby. Exploring Few-Body Scattering Resonances in a Bose-Fermi Mixture: From Feshbach Dimers to Efimov Trimmers [D]. University of Colorado, 2012.
- [36] T. Bergeman, G. Erez, H. J. Meltcalf. Magneto Static Trapping Fields for Neutral Atoms [J]. Phys Rev A, 1987, 35: 1535.
- [37] L. John L, R. S. Murray. Mathematical Handbook of Formulas and Tables [M]. Third Edition, New York: McGraw-Hill, 1999.
- [38] C. Ananth. Colliding and Moving Bose-Einstein Condensates: Studies of Superfluidity and Optical Tweezers for Condensate Transport [D]. Massachusetts Institute of Technology, 2002.
- [39] S. B. Papp, J. Pino, E. A. Cornell, et al. Bragg Spectroscopy of a Strongly Interacting ^{85}Rb Bose-Einstein Condensate [J]. Phys Rev Lett, 2008, 101.
- [40] W. C. Shun. Strongly Interacting Quantum Mixtures of Ultracold Atoms. [D], Massachusetts Institute of Technology, 2006.
- [41] W. Petrich, M. H. Anderson, J. R. Ensher, et al. Tightly Confining Magnetic Trap for Evaporative Cooling of Neutral Atoms. Phys. Rev. Lett, 1995, 74: 3352.
- [42] D. S. Naik, C. Raman. Optically Plugged Quadrupole Trap for Bose-Einstein Condensates. Phys. Rev. A, 2005, 71: 033617.
- [43] 王鹏军, 陈海霞, 张靖, 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: 4840.
- [44] K. B. Davis, M. O. Mewes, W. Ketterle. Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms. Phys. Rev. Lett., 1995, 75: 3969.
- [45] D. Xiong, J. Zhang, et al. Quantum Degenerate Fermi-Bose Mixtures of ^{87}Rb and ^{40}K Atoms in a Quadrupole-Ioffe Configuration Trap [J]. Chin Phys Lett, 2008, 25: 843.

- [46] M. Greiner, I. Bloch, T. W. Hansch, et al. Magnetic Transport of Trapped Cold Atoms Over a Large Distance. *Phys. Rev. A*, 2001, 63: 031401.
- [47] M. E. Gehm, K. M. O'Hara, T. A. Savard, et al. Dynamics of Noise-Induced Heating in Atom Traps. *Phys. Rev. A*, 1998, 58: 3914.
- [48] E. Vogt. Collective Modes and Polarons in Two-Dimensional Fermi Gases. PhD Thesis of University of Cambridge, 2013.
- [49] K. Gunter, T. Stoferle, T. Esslinger. Bose-Fermi Mixtures in a Three-Dimensional Optical Lattice. *Phys. Rev. Lett*, 2006, 96: 180402.
- [50] M. Greiner, I. Bloch, T. Esslinger, et al. Exploring Phase Coherence in a 2D Lattice of Bose- Einstein Condensates. *Phys. Rev. Lett*, 2001, 87: 160405.

攻读学位期间取得的研究成果

已发表文章:

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, 2015, 21(4): 351-357.

孟增明, 黄良辉, 彭鹏, 陈良超, 樊浩, 王鹏军, 张靖, 光学相位锁定激光在原子波色-爱因斯坦凝聚中实现拉曼耦合, 物理学报, 2015, 64(24): 243202.

致 谢

人生短短不足百年，任何一段时间与哪些人一起度过都在我们的生命中刻下了回忆，正是陪伴你的人们和一起经历的事情标记了我们人生的路。无论是生活还是科研不可能永远是甜的，各种味道的调料才能做出一锅美味。对于山大的感情就像我的故乡一样，它有一种熟悉的味道，就像家中的老人等待孩子回去看他。

在光电所的日子培养了我勤奋工作的态度，这是说一千道一万不能教会的，只有亲身经历，亲眼见到才会学会。尊敬的彭堃堃院士和谢常德教授有着把山西大学和光电所带上辉煌的夙愿，他们两位长者任然关心科研关心光电所的发展。感谢两位老师对年轻学生的用心培养和深切关怀。在光电研究所的点点滴滴我都会铭记在心，在这里收获的宝贵经验将为我人生未来的道路指明方向。

在此，我衷心地感谢我的导师张靖教授，为人师，张老师用自己的行动为我们做了身边的榜样，每天晚上回宿舍的路上都会望一眼四楼的灯光，就像那句歌词，星星点灯照亮孩子的路。科研方面，他让我看到了一个真正做研究的人是什么样子的，端正态度，勤奋工作，日积月累。

感谢王鹏军老师一直以来的教导，他教会了我很多实验技能，发给我很多的理论文章让我学习，工作之余的交谈他总能提出异于常人的独到见解，在他身上我看到了什么是对科研的兴趣，还有感谢王老师请我吃饭。于旭东老师教会了我很多电路方面的知识，它在教育学生如何学习方面有自己的一套想法，他对科研的认真严谨给我留下深刻印象。感谢所里其他实验室老师们的帮助，没有少去叨扰他们借东西。

感谢电子车间、激光器车间、机加工车间还有光电所办公室的各位老师和师傅们在工作中的大力配合和支持。车间的师傅们见了我就知道又要催活，办公室的老师都是热心肠，尤其苗老师对学生特别关照，是一位让人尊敬的长者。

感谢组里的的邸克、付正坤、孟增明、黄良辉、李卫、陈良超、王芳、彭鹏师兄师姐在实验和生活里的相处，你们的鼓励和帮助给我无尽的感动，私底下出去吃吃喝喝玩玩时光真是美好的回忆，感谢王亚琼、李东豪、靳元彬、任珂娜、杨广玉、文凯、师振莲的帮助和配合，感谢宿舍同学李强，刘建强，靳刚、肖长顺一个屋檐下的相处，感谢班级里同学的陪伴。感谢打篮球的球友们，上到博士下到本科生。一定要把你们留在照片中，在以后的日子里慢慢回忆。

最后感谢我的家人，感谢亲戚们温暖的大家庭。我会多回家看看的，我的家乡，养育我的亲人。

樊浩

2016.5

个人简况及联系方式

个人基本信息

姓 名：樊浩

性 别：男

出生年月：1990年9月

籍 贯：山西省吕梁市

联系电话：15135125536

电子信箱：fanhao999@163.com

学习与受教育经历

2013.9-2016.7 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
专业：光学（硕士）

2009.9-2013.7 山西大学物理电子工程学院
专业：物理学（学士）

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：

2016 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：

2016 年 月 日

