



2012 届硕士学位论文

$^{87}\text{Rb}$  和  $^{40}\text{K}$  玻色费米混合气体量子简并  
的光阱实现

作者姓名	柴世杰
指导教师	张 靖 教授
学科专业	光学
研究方向	超冷玻色-费米混合气体
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	2009 年 9 月至 2012 年 6 月

二〇一二年六月



山西大学

2012 届硕士学位论文

# $^{87}\text{Rb}$ 和 $^{40}\text{K}$ 玻色费米混合气体量子简并的光阱实现

作者姓名	柴世杰
指导教师	张 靖 教授
学科专业	光学
研究方向	超冷玻色-费米混合气体
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	2009 年 9 月至 2012 年 6 月

二〇一二年六月

**Thesis for Master's degree, Shanxi University, 2012**

Evaporative Cooling of  $^{87}\text{Rb}$  and  $^{40}\text{K}$  atoms  
into BEC and DFG mixture in an Optical Dipole Traps

Student Name	Shijie Chai
Supervisor	Prof. Jing Zhang
Major	Quantum Optics
Specialty	Ultra-cold Bose-Fermi Mixture
Department	State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto-Electronics
Research Duration	2009.09-2012.06

June, 2012

## 中文摘要

玻色-爱因斯坦凝聚 (Bose-Einstein condensate 简写做 BEC) 和简并费米气体 (Degenerate Fermi Gas 简写做 DFG) 是超冷原子物理和凝聚态实验中的重要介质, 是研究凝聚态物理性质的重要平台, 我们可以利用 BEC 和 DFG 模拟各种新奇的量子现象, 因此通过实验方法获得 BEC 和 DFG 就显得至关重要。一开始, 人们是在消除了零点的磁阱中利用射频或微波蒸发的方法来获得原子团的凝聚体, 然而这种方法有很多弊端: 诸如实验条件苛刻, 所需仪器设备数量多, 仪器设备组装复杂, 另外由于线圈电流的微弱起伏造成的磁阱噪声很难控制, 磁阱的抖动又将严重影响凝聚体的寿命, 因此我们想到用光学偶极力阱来对原子进行蒸发冷却, 获得原子团的凝聚体, 且利用光阱获得原子的量子简并有很多便利和优点, 我们将在第二章详细说明。

本论文是在磁阱射频蒸发冷却  $^{87}\text{Rb}$  原子和  $^{40}\text{K}$  原子达到量子简并的基础上, 通过搭建一套 1064 nm 远红失谐的激光交叉偶极力阱, 成功地实现了预冷却原子团的再俘获, 然后又通过可控绝热减弱光强的方法, 降低光阱的深度, 将热原子蒸发出阱外, 剩余的原子通过弹性碰撞重新达到热平衡, 达到更低温度, 最终形成了  $^{87}\text{Rb}$  原子的玻色-爱因斯坦凝聚, 并利用协同冷却的方法使得  $^{40}\text{K}$  原子同时达到量子简并区域。

基于此, 本论文详细介绍了光学偶极力阱的理论知识, 对偶极光与碱金属的 D1 线和 D2 线的偶极相互作用和散射作用做了详细的计算和推导, 并在理论上和实验上分别计算并测量了 1064 nm 的偶极光阱对  $^{87}\text{Rb}$  原子和  $^{40}\text{K}$  原子的束缚频率。此外, 本论文重点描述了构成交叉偶极光势阱的实验装置, 以及稳定光束指向性和实现光强连续性的光学调节手段和电子反馈技术, 并且还随之简要介绍了原子团的大范围转移操作和基于光阱 BEC 和 DFG 之上的一系列后续试验, 如: Feshbach 共振、人造规范势等。

**关键词:** 玻色-费米混合气体的量子简并; 红外光学偶极力阱; 光强反馈系统; Feshbach 共振; 人造规范场



## ABSTRACT

Bose-Einstein condensate (BEC for short) and Degenerate Fermi gas (DFG for short) are the most important materials in the condensate physics and ultra-cold physics. We can study many phenomena based on the condensate instead of the traditional materials. It will bring us more convenience to simulating traditional materials. So scientists try their best to achieve the ultra-cold range about 100 nK to get BEC and DFG. Firstly, they use RF (radio frequency) or MW (microwave) evaporative cooling in a magnetic trap whose zero point was removed by an Ioffe coils or a far blue-tuned light. But this magnetic evaporative cooling method has many disadvantages, such as noise of the current will cause a great shaking of magnetic trap, the construction of the set-up is so complicated to fix, and time controller is also complicated to adapting to the steps for evaporative cooling. So we try to reach the ultra-cold range by evaporative cooling in the optical dipole trap.

We have already got BEC and DFG in a QUIC magnetic traps using RF evaporative cooling. In this thesis, we make a new set of our experiment — an 1064 nm crossed optical dipole trap. We recapture the pre-cooled atoms into the optical dipole trap, after loading atoms into the optical dipole trap, we decrease the power of the crossed-dipole beams, and then the last atoms will collide each other, they will reach a lower temperature until reaching the ultra-cold range. Then we get BEC and DFG in dipole trap again.

In this thesis, the theory of the optical dipole trap was discussed in details. Especially, the interaction of D1 line and D2 line of the alkali with dipole light was demonstrated both theoretical and experimental. The trap frequency of the  $^{87}\text{Rb}$  atoms and  $^{40}\text{K}$  atoms were calculated and measured respectively. Besides, the setup of the optical dipole traps was showed using a big block. Avoiding the shaking of the pointing and the feedback circuits were introduced at length. And the transportation of the atoms through a long distance was showed briefly.

Based on BEC and DFG in optical traps, we study the Feshbach resonance and gauge potential.

**Key words:** Bose-Einstein condensate; Degenerate Fermi gas; Optical dipole trap; Feedback system for optical power; Feshbach resonance; Gauge potential



## 目 录

中文摘要.....	I
ABSTRACT.....	III
目录.....	V
CONTENT.....	VII
第一章 绪论.....	1
第二章 光学偶极力阱相关理论.....	5
2.1 光学偶极力.....	6
2.2 光学偶极力阱.....	7
2.3 光阱束缚频率.....	8
第三章 光学偶极力阱的实验实现.....	15
3.1 射频振荡的产生.....	15
3.1.1 射频振荡的频率调节.....	15
3.1.2 射频振荡的幅度控制.....	18
3.2 声光调制器的开关控制.....	21
3.3 光阱的光路搭建.....	22
3.3.1 激光光源分束、移频.....	22
3.3.2 光学偶极阱光路图.....	25
3.3.3 偶极光光强反馈系统.....	26
3.3.4 光学偶极力阱时序控制.....	27
3.4 实验结果.....	30
第四章 基于光学偶极力阱的实验.....	33
4.1 Feshbach 共振.....	33
4.1.1 实验装置.....	33
4.1.2 实验结果.....	35
4.2 原子的超辐射.....	37
4.3 人造规范场.....	40
总结与展望.....	45

参考文献.....	47
硕士研究生期间完成的学术论文.....	51
致谢.....	52
个人情况及联系方式.....	53
承诺书.....	54
学位论文使用授权声明.....	55

## CONTENT

Chinese Abstract.....	I
ABSTRACT .....	III
Chinese Content .....	V
CONTENT .....	VII
Chapter 1 Introduction .....	1
Chapter 2 The Theory of Optical Dipole Traps.....	5
2.1 Optical Dipole Force.....	6
2.2 Optical Dipole Traps.....	7
2.3 The Frequency of Optical Dipole Traps .....	8
Chapter 3 The Realization of Optical Dipole Traps.....	15
3.1 RF Oscillation.....	15
3.1.1 Frequency Modulation .....	15
3.1.2 Amplitude Modulation .....	18
3.2 Switch of the AOM.....	21
3.3 The Setup of Optical Dipole Traps .....	22
3.3.1 FM by AOM .....	22
3.3.2 Optical Pass of Optical Dipole Traps .....	25
3.3.3 Feedback of the Optical Power .....	26
3.3.4 Switch of Time Sequence.....	27
3.4 The Result of Experiment.....	30
Chapter 4 Research Based on Optical Dipole Traps .....	33
4.1 Feshbach Resonance .....	33
4.1.1 Setup for Feshbach Resonance.....	33
4.1.2 The Result .....	35
4.2 Super-Raditance in Quantum Degenerate Gases .....	37
4.3 Light-induced Vector Gauge Potrnitial .....	40
Summary and Outlook .....	45

Bibliograph.....	47
Research Achievements.....	51
Acknowledgment .....	52
Personal Profiles.....	53
Letter of Commitment.....	54
Authorization Statement.....	55

## 第一章 绪 论

Satyendra Nath Bose 和 Albert Einstein 这两位伟大的物理学家在 1924-1925 年前后提出了一个非常新奇的量子现象<sup>[1]</sup>: 将弱相互作用的全同玻色子(自旋为 1/2 偶数倍的粒子称为玻色子)囚禁在一个外势阱中, 当这团粒子被冷却到接近绝对零度 (0 K 或-273.15 °C) 时, 大量全同的玻色子将占有这个势阱的最低能态, 借此我们将获得宏观尺度的量子体系, 即我们常说的“玻色-爱因斯坦凝聚 (BEC)”。那么, 如何达到这两位科学家所说的超低温领域呢? 人们对此展开了不懈的努力。

原子在室温下的运动速度大约是 1000 m/s,

$$\frac{3}{2}k_B T = \frac{1}{2}mv^2 \quad (1.1)$$

由公式(1.1)可知, 原子的温度与其运动速度有直接关联, 也就是说: 要想让原子冷却, 也就是使原子减速。

俘获并囚禁中性原子是进入冷原子物理世界继而达到更低温度的重要实验手段, 因而是大家最为关心的话题。1985 年 Steven Chu 教授在三维方向上使用三束近共振的激光通过 0°全反镜产生相对传播的辐射压力场, 获得了  $^{23}\text{Na}$  原子的光学粘团, 原子团密度为  $\sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$ , 温度为  $\sim 240 \mu\text{K}$ <sup>[2]</sup>; 1988 年 William D. Phillips 教授通过精密测量光学粘团的温度, 发现钠原子光学粘团的温度为  $43 \pm 20 \mu\text{K}$ , 这个温度远低于多普勒冷却极限<sup>[3]</sup>; 法国 Claude N. Cohen-Tannoudji 教授对这个现象给出理论解释, 并发现了一种新的激光冷却机制, 通过对不同速度的原子进行有选择的光泵浦, 突破了多普勒冷却极限, 并突破了单光子反冲极限, 达到了  $2 \mu\text{K}$  的超低温区域<sup>[4]</sup>。由于他们在激光冷却和捕获气体原子研究方面所做出的突出贡献, 这三位物理学家获得了 1997 年的诺贝尔物理学奖。

1995 年, 美国科罗拉多大学的 Eric Cornell 教授和 Carl Wieman 教授将  $^{87}\text{Rb}$  原子在旋转磁阱 (TOP) (消除了四极磁阱的零点) 中利用射频蒸发的方法, 将原子团冷却到 170 nK, 使原子进入量子简并区域<sup>[5]</sup>; 同年, 美国麻省理工学院的 Wolfgang Ketterle 教授将  $^{23}\text{Na}$  原子囚禁在四极磁阱中, 用一束蓝失谐的激光作为磁阱零点的光学塞子, 利用射频蒸发冷却的方法, 移除高能量原子, 剩余原子通过弹性碰撞降到更低温度, 最终进入量子简并区域, 温度为  $\sim 2 \mu\text{K}$ , 获得了  $^{23}\text{Na}$  原子的玻色-爱因斯坦凝聚<sup>[6]</sup>。因为他们成功地从碱金属原子的稀薄气体中获得了玻色-爱因斯坦凝聚体, 并对凝聚体性质的早期基础研究, 所以这三位物理学家获得了 2001 年的诺贝尔物理学奖。紧接着, 1999

年，美国科罗拉多大学的 Deborah Jin 教授克服了泡利不相容原理（自旋为  $1/2$  奇数倍的粒子为费米子，其量子统计规律服从费米狄拉克统计，受到泡利不相容原理的限制）的限制，成功地采用两组份的费米子（不同自旋态的费米子）—— $^{40}\text{K}$  原子，通过微波蒸发冷却的方法将原子团冷却到  $300\text{ nK}$ ，约为  $\sim 0.5\text{ TF}$ ，首次在实验上实现了费米子的量子简并<sup>[7]</sup>。

正是这些杰出的工作将我们带入了超冷物理的研究领域，使我们得以研究更为新奇的量子现象。本文的工作主要是在先前已经完成的两级磁光阱（2-MOT）基础之上，通过引进  $1064\text{ nm}$  远红失谐激光，构建光学偶极力阱，并在光阱中分别实现  $^{87}\text{Rb}$  原子的玻色-爱因斯坦凝聚和  $^{40}\text{K}$  原子的量子简并。本文对这一部分的工作做了详尽介绍。

山西大学光电研究所超冷玻色-费米混合气体实验室于 2007 年 7 月 7 日实现了  $^{87}\text{Rb}$  原子的玻色-爱因斯坦凝聚，于 2007 年 8 月 30 日实现了  $^{40}\text{K}$  原子的简并费米气体<sup>[8]</sup>。

然而我们却和前人一样，是在消除了磁阱的零点对原子云进行蒸发冷却，获得的量子简并<sup>[8][9]</sup>，这就需要我们的线圈一直处于特定的工作组态，而不能随意改变。因此，我们有必要再引入一套装置，提供俘获原子云的势阱，如果这个新加的势阱能够独立地工作，那么便可以将磁阱从中解放出来，也就是说——我们可以利用线圈做各种变化，来操纵原子的态，亦或是调节原子间的相互作用等等。反过来讲，如果我们继续在磁阱中蒸发冷却到量子简并，那么新引入的这套装置也可以被用来实现各种对原子的操作，这可以参考我们小组最新的工作<sup>[10][11][12]</sup>。

而光学偶极力阱恰好能提供这样一种手段，它可以脱离磁阱独立工作，并因其具有极低的光子激发几率而恰好为原子提供了一个紧束缚的保守势阱，而且用全光方法获得 BEC 和 DFG 的实验装置结构简单，且具有较高的实验重复性和稳定性，因此，我们可以在光学偶极力阱中对原子进行蒸发冷却，获得玻色-爱因斯坦凝聚和简并费米气体<sup>[13][14]</sup>。

基于以上考虑，我们小组准备搭建一套光学偶极力阱，利用光与原子的偶极相互作用俘获原子。这套装置结构简单，所占空间极小，时序控制也很方便，而且可以完全与磁场独立开来，是我们实验的首选方案。

本论文正文部分共分为四章内容。第一章为绪论部分：简要介绍一些相关背景及我的选题理由和本论文的行文结构；第二章是光学偶极力阱的相关理论介绍：包括光与原子的偶极相互作用、光学偶极力阱在碱金属原子中的特殊应用、 $^{87}\text{Rb}$  原子和  $^{40}\text{K}$  原子在  $1064\text{ nm}$  光阱中的束缚频率；第三章是光学偶极力阱在实验中的实现：主要包括射频振荡信号的产生及控制、交叉偶极光学力阱的光路设计、计算机控制光强的电路设计、光强的反馈回路设计以及时序控制几个方面，并列出了最终实现原子冷却到量子简并时的

条件、结果等；第四章简单介绍了一些我们实验小组基于光阱 BEC 和 DFG 的一些应用：包括 Feshbach 共振、人造规范场等实验。





## 第二章 光学偶极力阱相关理论

存储、囚禁中性原子近年来在实验上取得了重大进展，人们利用原子的囚禁技术达到了冷原子甚至超冷原子的低温领域，为人们研究宏观量子体系提供了很好的平台。

对于带电粒子，人们可以利用强库伦相互作用将粒子囚禁在特定的电场或电磁场中<sup>[15]</sup>，而对于中性原子，由于它电中性，我们不可能单纯利用电场、磁场囚禁的方法使原子减速冷却下来，对于实验中经常用到的近共振的光阱、磁阱、远失谐的光学偶极力阱，它们对中性原子的束缚力远远弱于库伦力，在束缚原子方面各有优缺点：

- 一、光辐射压力阱<sup>[16]</sup>：由近共振的激光构成的势阱其阱深一般是几开 ( $\sim K$ )，由于它与原子之间有较强的散射力作用，人们甚至可以直接从热原子气体背景中捕获并累积原子。在这种机制下，原子样品最低可以冷却到  $10 \mu\text{K}$  的数量级。但是由于近共振的激光会引发强烈的光激发，光子动量反冲限制了原子样品的进一步冷却；
- 二、磁阱<sup>[17][18]</sup>：这是由于原子在非均匀磁场中，会分裂成不同的自旋态，具有不同的磁偶极动量，磁场对具有磁偶极动量的原子有力的作用。如果这种作用是束缚作用，那么这个原子处于低场趋近态，原子将大量地在磁阱能量最低点累积；如果该作用是推送作用，也就是说原子处于高场趋近态，原子将背离磁阱最低点，原子会被推散。因此实验上我们要选取原子的低场趋近态。磁阱是理想的保守势阱，典型阱深是  $100 \text{ mK}$ ，而且常被用来做蒸发冷却过程中的束缚阱。
- 三、光学偶极力阱<sup>[19]</sup>：它是由于原子与远失谐于原子跃迁频率的激光场的电偶极相互作用产生的。这种机制比前两种俘获原子的相互作用都要弱，典型阱深在  $1 \text{ mK}$  以下。由于远失谐激光对原子的光激发几率极低，所以光学偶极力阱不受光跃迁的辐射压力所限。在合适的条件下，该俘获机制不依赖于原子的内态，也就是说，远失谐的激光场可以俘获不同自旋态的原子。于是人们便可以充分应用这一特点，实现各种单态，甚至是多种态复合的玻色爱因斯坦凝聚；且只要光阱性质好、噪声小、抖动小，超冷原子团处于光学偶极力阱中寿命可以很长，一般可以达到秒的量级；另外光学偶极力阱的空间构形灵活多变，只需用简单的光学手段就可以实现，例如各向异性的势阱，或周期性势阱等等。

历史上，Askar'yan 教授于 1962 年在研究等离子体的囚禁工作时首次提出光学偶极力阱对中性原子的囚禁作用。1968 年 Letokhov 指出原子受到远失谐的光学偶极力可能

一维地分布在驻波的波节或波腹处，也就是对应光强最小和光强最大的地方。1970 年 Ashkin 教授指出人们可以利用辐射压力阱和光学偶极力阱联合使用，囚禁的粒子可以达到微观尺度。1978 年，他提出用三维方向的激光俘获中性原子。同年，Bjorkholm 小组通过使用聚焦的偶极激光束将原子囚禁在交点处。一个重大的突破始于 1986 年，Steven Chu 教授用三维方向的光阱成功俘获了中性原子。自此之后，在激光冷却俘获技术上人们取得了长足进步，人们将原子装载到浅的光阱中达到了更低温度、更高原子密度区域。上世纪 90 年代，光学偶极力发展迅速，不仅体现在其对原子的俘获作用，更应用于原子光学<sup>[20]</sup>。

本章将主要介绍光学偶极力阱的相关理论知识。

## 2.1 光学偶极力

散射率等于原子吸收辐射光场中光子从而获得动量的速率，这种力量是前驱的，沿着光传播的方向。另一种力不是来自于反射，而是来自于折射，就好像一束光经过三棱镜发生折射现象，偏转过一个  $\theta$  角，而三棱镜会感受到一个力  $F$ ，见图 2.1<sup>[21]</sup>，

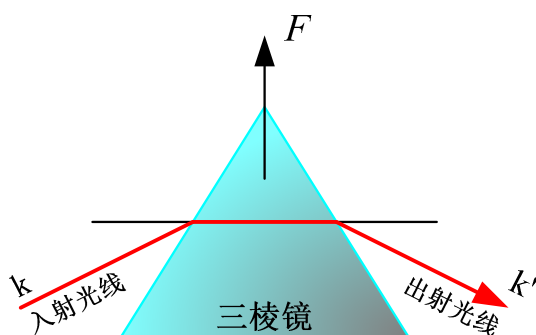


图 2.1 光束穿过三棱镜折射示意图，三棱镜因光子动量碰撞，受到力  $F$  的作用<sup>[21]</sup>

$$F = \left( \frac{IA}{c} \right) 2 \sin \frac{\theta}{2} \quad (2.1)$$

公式(2.1)其中  $IA/c$  对应于光强为  $I$  的光束穿过横截面积为  $A$ （垂直于光的传播方向）的棱镜所携带的动量，它对应于光强完全被吸收时所产生的力。当光束被折射偏转过  $\theta$  角时，我们需要乘上一个  $2 \sin(\theta/2)$  因子。

同样，光穿过原子时也会发生折射现象，见图 2.2<sup>[21]</sup>。实验中我们使用的是 1064 nm 的高斯光束，高斯光束的光斑光强分布符合高斯分布，也就是说光强在腰斑处最强，在

轴线处最强。

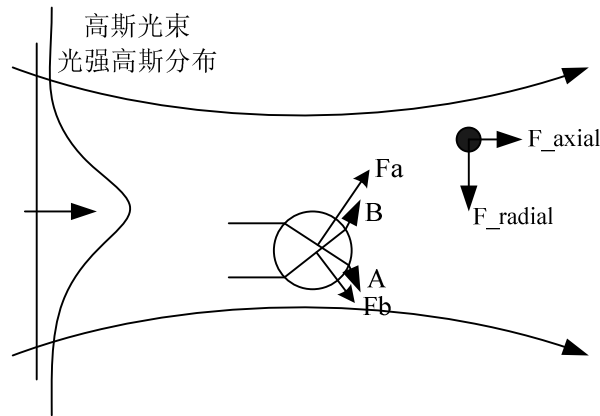


图 2.2 原子在高斯分布的外光场中受力示意图<sup>[21]</sup>

我们可以看出，光线 A 和光线 B 穿过原子分别发生折射，然而光线 A 要比光线 B 强，所以说，产生的力  $F_a$  要比  $F_b$  大，总的结果是将原子向光强较强的地方推送，将这个合力分解到沿轴线方向和垂直于轴线方向（也就是径向上），我们可以看出原子折射光线之后所受力产生的后果。这也是光学梯度场，原子将集中囚禁在光强最强的地方。

由此，我们可以看出原子对光子的吸收和折射会使处于光场中的原子受到力的作用，这两种不同的作用有着不同的特性。

中性原子处在外光场中，外光场的电矢量分量会诱导中性原子的电子偏离平衡位置，使原子成为一个电偶极子，具有偶极矩。而偶极矩在外电场中会受到力的作用，这个力便是光学偶极力。

## 2.2 光学偶极力阱

中性原子置于外光场中会受到散射力和偶极力的作用。由于原子在吸收辐射光子的同时伴随着动量的传递，原子受到前驱的散射力，这种力主要用来在近共振的光阱中直接从背景气体中俘获并囚禁原子。中性原子在外光场电场分量的作用下会产生电偶极矩，这个由外光场诱导产生的电偶极子会在外光场的驱动下以激光频率为本征频率振动，从而产生光学偶极力，该力对位置求积分便可得到光学偶极势阱的表达式。光学偶极力阱和散射速率的表达式为<sup>[19]</sup>：

$$U_{dip}(x) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left( \frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) I(x) \quad (2.2)$$

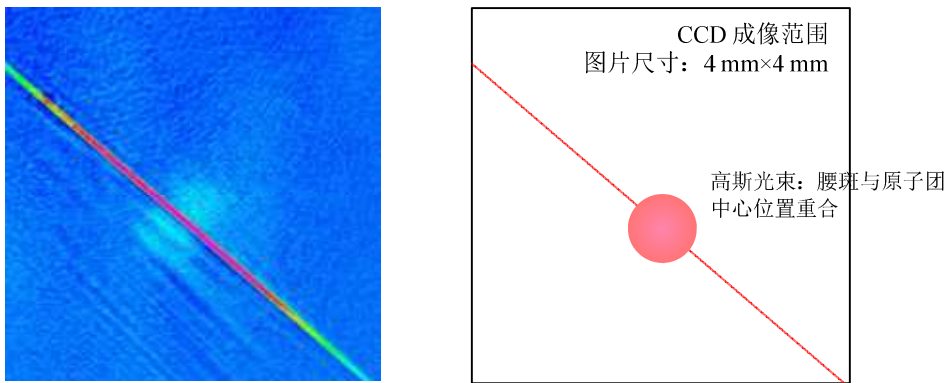
$$\Gamma_{sc}(x) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^3 \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega}\right)^2 I(x) \quad (2.3)$$

其中,  $c$  是真空中光速,  $\omega_0$  是一个二能级原子的共振频率,  $\Delta = \omega_0 - \omega$  是频率为  $\omega$  的激光相对于原子共振频率的失谐,  $I(x)$  为光强的空间分布, 式只考虑一维方向, 如考虑三维方向, 只需将  $I(x)$  替换成  $I(\vec{r})$  即可。这两个公式对于任意频率  $\omega$  的外光场都普遍适用。当激光频率  $\omega$  远失谐于原子共振频率  $\omega_0$  时, 我们可以采用弦波近似, 略去高频项, 得到:

$$U_{dip} = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\Delta} I(x) \quad (2.4)$$

$$\Gamma_{sc}(x) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right)^2 I(x) \quad (2.5)$$

从公式(2.4)和(2.5)可以看出, 总散射速率依赖于  $I/\Delta^2$ , 而光学偶极势阱深度正比于  $I/\Delta$ , 我们可以看出, 当  $\Delta$  失谐很小, 也就是说外光场与原子跃迁频率近共振时, 散射速率占主导, 而偶极势阱的作用可以忽略不计。但是当激光频率远失谐于原子的共振频率时, 也就是  $\Delta$  很大的情况下, 原子被激发跃迁的几率很低, 由光子散射导致的辐射压力也可以忽略不计。此时, 只考虑原子在光场中所受到的偶极力。由于原子在外光场中受到偶极力, 外光场便形成可束缚原子的偶极势阱。一般的, 人们将失谐于原子共振频率几十纳米到几百纳米的低于原子共振频率的激光称为远红失谐的激光场。对于我们实验中采用的 1064 nm 的远红外激光来说, 可以认为是远失谐。再由  $U_{dip} \propto I(x)$ , 可看出原子将被囚禁在光强最强的地方。如图 2.3 所示:



图片尺寸 4 mm×4 mm

图 2.3 2 路 1064 nm 红失谐激光束对原子的束缚吸收成像<sup>[22]</sup>

## 2.3 光阱束缚频率

与磁阱一样，我们将光学偶极力阱的底部也近似为一个简谐势阱，原子在其中做简谐振荡，其束缚频率  $\omega$  随势阱的依赖关系为：

$$\frac{1}{2}m\omega^2 x^2 = U_{dip} \quad (2.6)$$

只要我们解出势阱  $U_{dip}$  的表达式，就可以反解出束缚频率  $\omega$ 。

其中  $\Gamma$  为跃迁线宽，它由基态与激发态之间的偶极矩阵元来决定<sup>[19]</sup>：

$$\Gamma = \frac{\omega_0^2}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} |\langle e|\mu|g\rangle|^2 \quad (2.7)$$

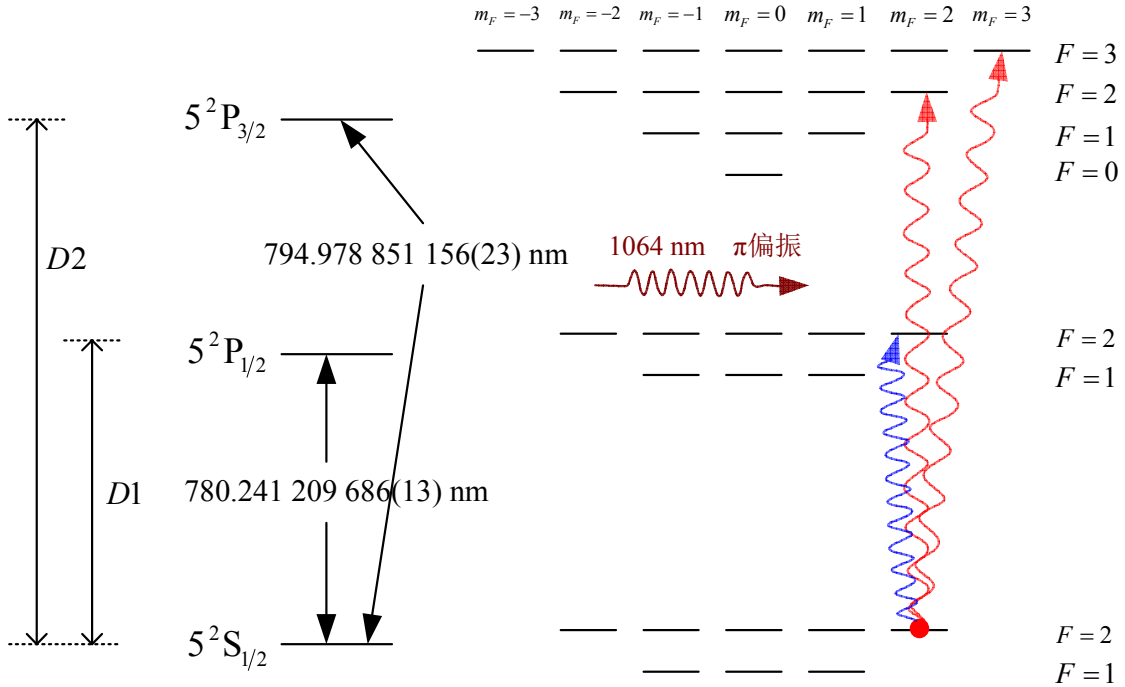


图 2.4 D1 线和 D2 线跃迁能级图<sup>[23]</sup>

对于碱金属原子在远失谐的偶极力阱中，要分别考虑外光场对原子 D1 线和 D2 线的作用，如图 2.4。假设处于基态的  $^{87}\text{Rb}$  原子布居在  $|F=2, m_F=2\rangle$  态上，如图 2.5 中红色圆点所示，处在  $\pi$  偏振的外光场中，对应于原子的  $\pi$  跃迁。考虑  $^{87}\text{Rb}$  原子的 D1 线 ( $5^2\text{S}_{1/2} \rightarrow 5^2\text{P}_{1/2}$ )，根据跃迁选择定则，原子只能被激发布居到  $|F'=2, m'_F=2\rangle$  上，如

图中蓝色跃迁线表示，其偶极矩阵元为  $\sqrt{\frac{1}{3}}\langle J=1/2||er||J'=1/2\rangle$ ；考虑  $^{87}\text{Rb}$  原子的 D2

线 ( $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ ), 原子可能被激发布居到  $|F'=2, m'_F=2\rangle$  或  $|F'=3, m'_F=2\rangle$  上, 如

图中红色跃迁线表示, 其偶极矩阵元为  $\sqrt{\frac{1}{6}}\langle J=1/2 || er || J'=3/2\rangle$  和

$-\sqrt{\frac{1}{6}}\langle J=1/2 || er || J'=3/2\rangle$  [23]。则对于 <sup>87</sup>Rb 原子来说, 其跃迁线宽要考虑到 D1 线和

D2 线的加权平均, 将偶极矩阵元代入方程 (2.7) 可得:

$$\begin{aligned} \frac{\Gamma_{D1}}{\Gamma_{D2}} &= \frac{\left| \langle J || er || J' \rangle (-1)^{F'+J+1} \sqrt{(2J'+1)(2J+1)} \begin{Bmatrix} J & J' & 1 \\ F' & F & I \end{Bmatrix} \right|^2}{\sum_{F'=2,3} \left| \langle J || er || J' \rangle (-1)^{F'+J+1} \sqrt{(2J'+1)(2J+1)} \begin{Bmatrix} J & J' & 1 \\ F' & F & I \end{Bmatrix} \right|^2} \\ &= \frac{\left| \langle 1/2 || er || 1/2 \rangle (-1)^{2+1/2+1+3/2} \sqrt{(2 \cdot 1/2 + 1)(2 \cdot 1/2 + 1)} \begin{Bmatrix} 1/2 & 1/2 & 1 \\ 2 & 2 & 3/2 \end{Bmatrix} \right|^2}{\sum_{F'=2,3} \left| \langle 1/2 || er || 3/2 \rangle (-1)^{F'+1/2+1+3/2} \sqrt{(2 \cdot 3/2 + 1)(2 \cdot 1/2 + 1)} \begin{Bmatrix} 1/2 & 3/2 & 1 \\ F' & 2 & 3/2 \end{Bmatrix} \right|^2} \\ &= \frac{1}{2} \end{aligned} \quad (2.8)$$

可以看出, 对于  $\pi$  偏振的的激光, 碱金属原子的跃迁 D1 线贡献 1/3, D2 线贡献 2/3。考虑 <sup>40</sup>K 原子, 也有相同的情况 [24]。因此, 对于碱金属原子在远失谐的偶极力阱中, 要分别考虑外光场对原子 D1 线和 D2 线的作用, 总势阱为二者的加权平均, 其中 D1 线贡献 1/3, D2 线贡献 2/3, 则(2.4)式演变为

$$U_{total} = U_{D1} + U_{D2} \quad (2.9)$$

考虑柱坐标系中, 设基模高斯光束沿 z 轴向前传播, 则空间会聚的高斯光束光强分布为 [25]

$$I(r, z) = \frac{2P}{\pi w^2(z)} \exp\left[-\frac{2r^2}{w^2(z)}\right] \quad (2.10)$$

如果原子样品的热能  $k_B T$  远小于势阱深度  $U_{total}$ , 且原子样品的扩散线度在径向上小于腰斑半径  $w_0$ , 轴向上小于瑞利长度  $z_R$  ( $z_R = \pi w_0^2 / \lambda$ ), 这种情况下, 光学偶极势阱可以近似为一个柱对称的简谐势阱

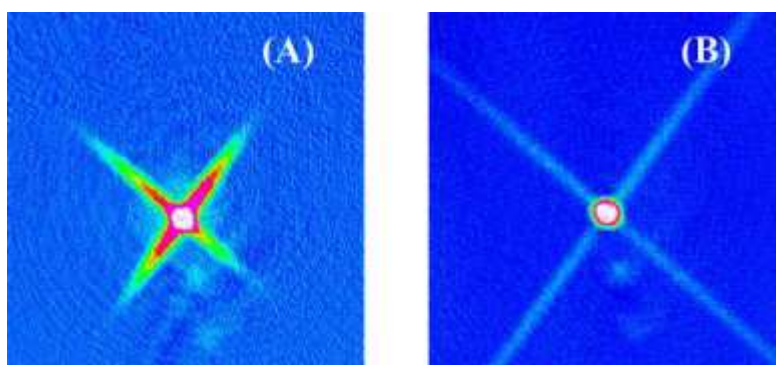
$$U(r, z) \approx -U(0) \left[ 1 - 2 \left( \frac{r}{w_0} \right)^2 - \left( \frac{z}{z_R} \right)^2 \right] \quad (2.11)$$

由方程(2.6)、(2.8)、(2.9)和(2.11)可得光阱在腰斑处（即 $\vec{r} = 0$ ）的径向和轴向束缚频率为：

$$\omega_r = \frac{2}{w_0} \sqrt{\frac{U(0)}{m}} \quad (2.12)$$

$$\omega_z = \frac{2}{z_R} \sqrt{\frac{2U(0)}{m}} \quad (2.13)$$

从公式(2.4)可以看出，当外光场是蓝失谐，即 $\Delta > 0$ 时，原子受到的力指向光功率密度小的地方；而当外光场是红失谐，即 $\Delta < 0$ 时，原子受到的力指向光功率密度大的地方。对于实验上使用的远红失谐(1064 nm)高斯光束来说，原子将囚禁在光束的腰斑处。我们使用 1064 nm 的激光束还有一个额外的好处，那就是工业生产超高真空玻璃气室的时候对镀膜的要求很高，而对于宽带的增透 1064 nm 和 780 nm 的镀膜技术可以很好的完成。



图片尺寸为 4 mm×4 mm。(A) 图为完成光学偶极势阱的装载后直接关闭磁阱，原子的吸收成像图，飞行时间为 2 ms；(B) 图是完成原子的装载后关闭磁阱，然后在光学偶极力阱中飞行 98 ms，再自由飞行 2 ms 后的吸收成像图

图 2.5 原子被装载到光学偶极势阱中吸收成像的实验图<sup>[22]</sup>

实验中我们采用让原子团在光阱中飞行一段时间然后关闭光阱使原子自由飞行吸收成像的方法来测量光阱的束缚频率。

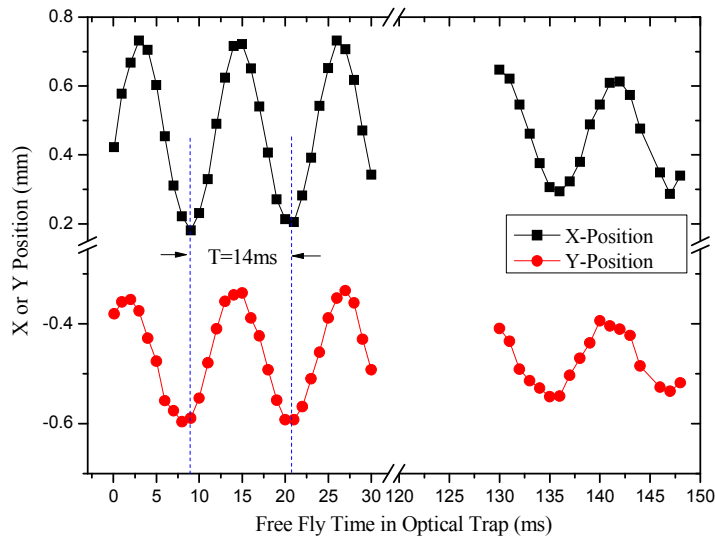
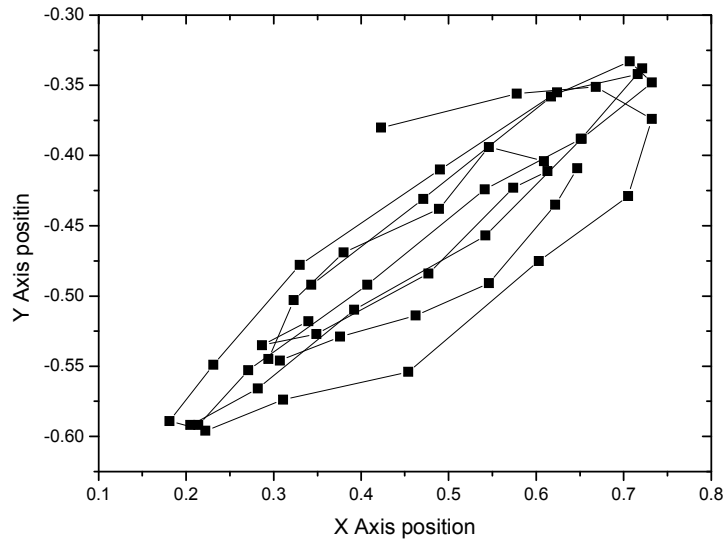


图 2.6  $^{87}\text{Rb}$  原子团 X、Y 位置随自由飞行时间演化图

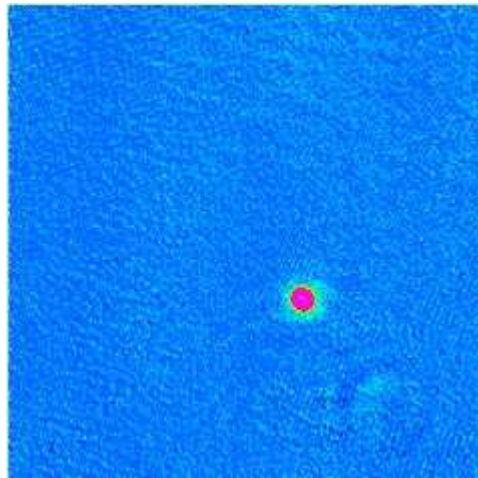
图 2.6 为  $^{87}\text{Rb}$  原子玻色爱因斯坦凝聚在光学偶极力阱中飞行不同的时间，然后再关闭光学偶极力阱，使原子云团自由飞行 2 ms，吸收成像后，在 Vision 软件中读取凝聚体原子中心密度最大处的坐标，将 X、Y 坐标写作时间的函数，我们可以明显的看出光阱的束缚频率，原子的空间位置随时间的变化近似于一个正弦函数。我们也可以将图表的 X、Y 轴分别作为凝聚体空间位置的 X 坐标和 Y 坐标，于是我们便得到图 2.7，从图中我们更加明显地看出原子在做着周期的往返运动，也可以看出我们两臂光学偶极力阱的束缚频率不平衡，在 Y 方向上的束缚要比 X 方向上强。但这个差别是微小的，最后我们吸收成像的原子云团仍然呈现一个正圆形，如图 2.8。





显示原子团一直在做周期震荡，X 方向空间位置波动为 0.5 mm，Y 方向空间位置波动 0.25 mm，在光阱的空间位置波动范围内，可以俘获预冷却的原子云团

图 2.7 原子在光学偶极力阱中振荡的空间位置分布图



图片尺寸：4 mm×4 mm，自由飞行时间 30 ms。<sup>87</sup>Rb 原子 BEC 吸收成像图

图 2.8 光学偶极力阱中蒸发冷却得到 <sup>87</sup>Rb 的 BEC

此外，由于 <sup>40</sup>K 原子是费米子，受到泡利不相容原理的限制<sup>[7]</sup>，因此不能通过只囚禁  $|9/2, 9/2\rangle$  单个自旋态的 <sup>40</sup>K 原子进行有效的蒸发冷却，为克服这一困难，实验上同时囚禁 <sup>40</sup>K 和 <sup>87</sup>Rb 两种原子。由于束缚频率依赖激光相对原子共振频率失谐和原子质量 (见公式(2.12)和(2.13))，所以，偶极光场对 <sup>40</sup>K 和 <sup>87</sup>Rb 两种原子的束缚频率不同，其理论拟合曲线如图 2.9 所示。计算得到偶极光在 1064 nm 处，<sup>40</sup>K 原子的径向束缚频率是

$^{87}\text{Rb}$  原子径向束缚频率的 1.38 倍。实验上测得  $^{87}\text{Rb}$  原子在 1064 nm 的外光场中束缚频率为  $2\pi \times 71.4$  Hz, 如图 2.6 所示;  $^{40}\text{K}$  原子在 1064 nm 的外光场中束缚频率为  $2\pi \times 100$  Hz, 二者之比为 1.4, 与理论曲线吻合的很好。

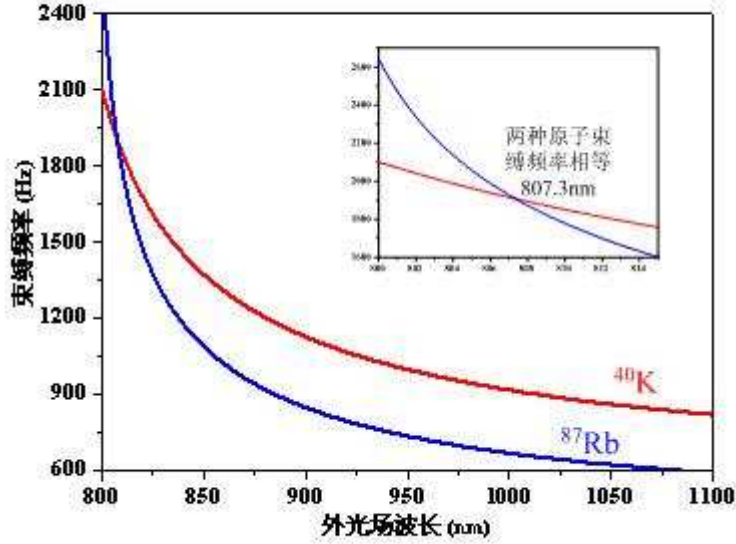


图 2.9  $^{40}\text{K}$  和  $^{87}\text{Rb}$  的束缚频率随外光场波长变化曲线

光学偶极力阱还被用来抵消在竖直方向上的重力作用。一般地, 重力并不改变势阱的形状 (无论光阱还是磁阱), 但是在重力的作用下, 原子团的中心会在竖直方向上有一个微小的移动, 也即势阱的中心位置发生的偏移。由于实验中我们需要用  $^{87}\text{Rb}$  原子协同冷却  $^{40}\text{K}$  原子, 因此我们必须让这两种质量不同的原子在空间位置上重合, 只有这样, 才能实现对单重自旋态 ( $|9/2, 9/2\rangle$  态) 的  $^{40}\text{K}$  原子进行协同蒸发冷却。

由公式(2.12)可知, 要使得  $^{40}\text{K}$  和  $^{87}\text{Rb}$  两种原子能在空间位置重合, 必有:

$$\omega_{r-40\text{K}} = \omega_{r-87\text{Rb}} \quad (2.14)$$

这就要求:

$$\frac{V_{\text{K}}(0)}{V_{\text{Rb}}(0)} \equiv \frac{m_{\text{Rb}}}{m_{\text{K}}} \quad (2.15)$$

由图 2.9 可知, 我们可以利用 807.3 nm (理论计算值) 的激光束抵消  $^{40}\text{K}$  和  $^{87}\text{Rb}$  两种原子在竖直方向的重力弥散差值, 使两者在竖直方向的空间位置重合<sup>[26]</sup>。然而我们实验中使用的是 1064 nm 激光, 此时  $^{40}\text{K}$  和  $^{87}\text{Rb}$  原子在空间位置上不重合, 我们需要同时调节两臂激光的位置, 使得  $^{40}\text{K}$  和  $^{87}\text{Rb}$  原子的光阱装载达到最优的效果<sup>[14]</sup>。

## 第三章 光学偶极力阱的实验实现

2001年,由 Michael Chapman 小组首次在实验上报道了利用全光方法获得 BEC<sup>[27]</sup>, Michael Chapman 教授直接在光学偶极力阱中利用降低光强的方法对  $^{87}\text{Rb}$  原子进行了蒸发冷却,获得了  $^{87}\text{Rb}$  原子的玻色-爱因斯坦凝聚。他直接将亚多普勒冷却的原子气体俘获并装载到空间位型交叉的光学偶极力阱中,用大约 2 秒的时间完成了对原子团的蒸发,获得的 BEC 原子数量为:  $3.5 \times 10^4$  个,并在 Stern-Gerlach 场中飞行展开,得到了三个不同自旋态的原子团,从实验上证明了光阱不受原子自旋态的限制,对任意自旋态的原子均有束缚作用。

至此,在光学偶极力阱中实现玻色-爱因斯坦凝聚在国际上已经被许多实验小组先后完成。实现光阱 BEC 的原子主要集中在碱金属原子和碱土金属原子上。人们利用  $\text{CO}_2$  激光器产生  $10 \mu\text{m}$  附近的红外激光场,分别在  $^{87}\text{Rb}$ <sup>[27][28]</sup>、 $^{133}\text{Cs}$ <sup>[29]</sup>、 $^{23}\text{Na}$ <sup>[30]</sup> 中获得了 BEC; 用光纤激光器产生  $1 \mu\text{m}$  的红外激光场获得了  $^{87}\text{Rb}$ <sup>[31][32][33]</sup> 和  $^{133}\text{Cs}$ <sup>[34]</sup>、 $^{52}\text{Cr}$ <sup>[35]</sup> 的 BEC。

本章将详细介绍在实验上实现稳定的光学偶极力阱的方法,我将其分为射频振荡的产生,声光调制器的开关控制,光学偶极力阱的光路搭建,光学偶极力阱的时序控制以及原子的绝热装载和蒸发冷却五个部分来阐述。

### 3.1 射频振荡的产生

本节将介绍产生及控制射频信号的方案。分为射频频率的控制和幅度的控制来调节 AOM 的超声波振荡,以产生特定频率的激光束。

#### 3.1.1 射频振荡的频率调节

实验上我们采用压控振荡器(Voltage Controlled Oscillator) POS-150+ (Mini-Circuits 公司,它可以产生 75 MHz 到 150 MHz 的射频输出,最大输出幅度为 9.5 dB) 来产生我们需要的频率。它具有价格低廉,品质可靠,工作性能稳定,对环境要求低等优点。其实物图如图 3.1 所示。



POS-150+ 引脚

1 脚 芯片供电    8 脚 电压调节 (调谐射频频率)  
2 脚 射频输出    3,4,5,6,7 脚 接地

图 3.1 POS-150+实物图

我们只需要依照 POS-150+ 的参数表, 见表 3.1, 调节 8 脚的供电电压, 即可产生我们需要的射频信号。实验中我们分别需要 100 MHz 和 110 MHz 的射频输出, 因此, 由表可知 8 脚电压信号应该在 7 V 或 8 V 附近。

表 3.1 POS-150+ 频率随电压依赖关系

V TUNE	TUNING SENS. (MHz/V)	FREQUENCY (MHz)			POWER OUTPUT (dBm)		
		-55°C	+25°C	+85°C	-55°C	+25°C	+85°C
1.00	6.10	66.63	65.35	64.63	7.98	8.60	8.37
2.00	6.30	72.93	71.66	71.18	8.26	8.97	8.73
3.00	6.50	79.40	78.21	77.65	8.53	9.28	9.03
4.00	6.00	85.40	84.28	83.65	8.69	9.48	9.25
5.00	6.00	91.36	90.28	89.62	8.79	9.60	9.37
6.00	6.10	97.45	96.38	95.70	8.82	9.67	9.47
7.00	6.20	103.66	102.60	101.92	8.81	9.70	9.50
8.00	6.30	110.00	108.93	108.25	8.75	9.69	9.49
9.00	6.30	116.31	115.30	114.62	8.67	9.67	9.46
10.00	6.30	122.58	121.62	120.93	8.60	9.63	9.41
11.00	6.10	128.71	127.81	127.16	8.50	9.56	9.33
12.00	6.20	134.91	134.06	133.41	8.44	9.49	9.24
13.00	6.10	141.03	140.28	139.66	8.32	9.38	9.11
14.00	6.30	147.35	146.58	146.00	8.19	9.24	8.99
15.00	6.40	153.73	153.01	152.43	8.02	9.04	8.80
16.00	6.50	160.21	159.51	158.95	7.84	8.84	8.63

精确调节我们可以借助频谱分析仪, 我们将射频输出信号加载到谱仪上, 不断调节输入信号电压, 直至产生特定的频率输出, 我们将不再调节 8 脚电压信号。

通过表 3.1 我们可以看出射频信号依赖于模块工作温度, 随着温度的变化, 频率会

有一定的漂移，见图 3.2 所示

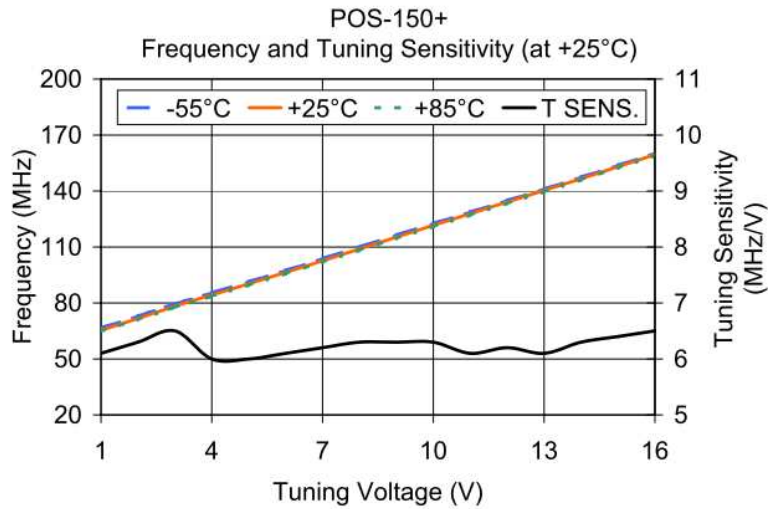


图 3.2 POS-150+ 射频输出频率随温度变化关系

这是我们实验中应当尽量避免的，所以，我们采用了温控系统，将 POS-150+ 模块的工作环境温度控制在室温下（25 °C），最大程度保证射频信号的稳定性。另外我们从表 3.1 中也不难看出，射频信号的幅度也随着模块工作温度的变化而变化，见图 3.3：

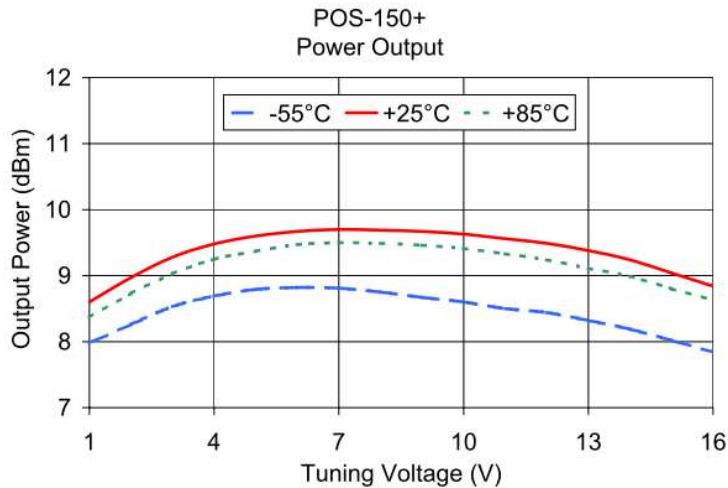


图 3.3 POS-150+ 射频输出幅度随温度变化关系

这也会导致光阱不稳定，因此，使用温控技术可以同时获得频率与幅度的稳定性，为提高光阱的稳定性做出贡献。

### 3.1.2 射频振荡的幅度控制

得到所需频率的射频信号后，我们还要实现精确地控制其幅度，这主要是因为光学偶极力阱中绝热装载原子团和蒸发冷却要求我们必须能够精确地控制光强的变化。实验中采用 Mini-Circuits 公司生产的 PAS-3+ 衰减器，它的频率工作范围是 1 MHz 到 200 MHz，正好满足我们实验对 100 MHz 和 110 MHz 进行衰减的要求，实物图如 3.4



#### PAS-3+ 引脚

1 脚	射频输入	3,4 脚	控制端 (3,4 两支引脚要连接起来)
2 脚	外壳接地	2,5,6,7 脚	接地

图 3.4 PAS-3+实物图

其内部电子线路如图 3.5 所示

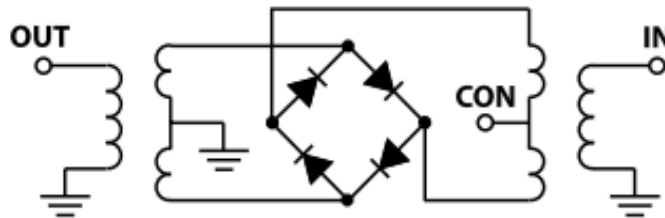


图 3.5 PAS-3+ 内部引脚图

由图我们可以看出，射频信号的输入端，输出端的地是要分开连接的，否则会造成信号衰减不到 0 点的情况。

表 3.2 PAS-3+ 输出幅度随控制电流的依赖关系

Control Current (mA)	Attenuation (dB)			Phase $\Delta$ ref at 15mA Ctrl			Input VSWR		
	1	100	200	1	100	200	1	100	200
	MHz	MHz	MHz	MHz	MHz	MHz	MHz	MHz	MHz
				deg.	deg.	deg.			
0.0000	50.3	47.8	41.7	26.3	69.1	69.7	13.6	11.6	8.1
0.0004	47.0	47.3	41.2	19.0	65.6	65.4	13.5	11.6	8.1
0.0013	43.6	45.7	40.5	10.3	50.0	58.2	13.3	11.5	8.0
0.0032	40.7	43.3	39.0	5.7	36.8	46.4	12.9	11.3	7.9
0.0085	34.7	38.0	35.6	6.3	20.9	29.7	12.5	10.9	7.7
0.0162	33.0	33.5	32.0	6.6	12.3	19.1	11.7	10.3	7.4
0.0336	28.2	27.9	27.0	7.2	7.0	10.3	10.5	9.2	6.8
0.0567	24.5	23.9	23.1	7.5	4.7	6.0	9.3	8.1	6.1
0.0807	22.0	21.2	20.5	7.7	3.9	4.3	8.3	7.3	5.6
0.1215	19.1	18.2	17.5	7.5	3.0	2.9	7.1	6.2	4.9
0.1860	16.1	15.2	14.6	7.1	2.4	1.8	5.8	5.1	4.2
0.2459	14.2	13.3	12.8	6.5	2.1	1.4	5.0	4.5	3.7
0.3285	12.5	11.5	11.1	6.3	1.8	1.1	4.3	3.8	3.2
0.4365	10.8	9.9	9.6	5.7	1.6	0.9	3.6	3.3	2.8
0.5714	9.3	8.5	8.2	5.1	1.4	0.7	3.1	2.8	2.5
1.3114	5.6	5.2	5.1	3.3	0.8	0.3	2.0	1.9	1.7
2.0989	4.2	3.9	3.9	2.3	0.6	0.3	1.6	1.6	1.5
3.7220	2.9	2.8	2.9	1.3	0.3	0.1	1.3	1.3	1.3
7.0357	2.0	2.0	2.2	0.5	0.2	0.0	1.2	1.2	1.2
15.1415	1.4	1.5	1.8	0.0	0.0	0.0	1.1	1.1	1.1

通过表 3.2 我们可以得到 PAS-3+ 对射频信号衰减幅度随控制电流的依赖关系，有了这个关系，我们可以通过改变 3,4 两引脚的控制电流来对射频信号进行精确地幅度控制。见图 3.6，

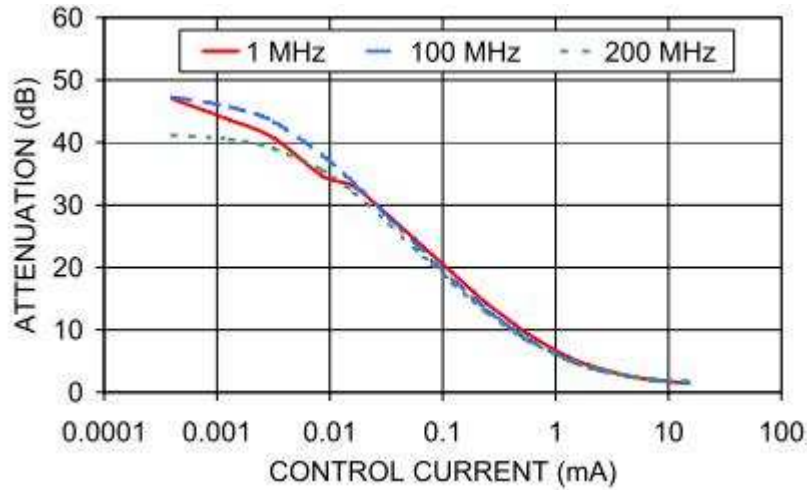


图 3.6 PAS-3+ 输出幅度随控制电流的依赖关系

如此，我们便可以将由 POS-150+ 产生的射频信号加载到 PAS-3+ 上，使之组成一套系统，便可以轻松实现对射频信号的频率和幅度实现控制的目的，其电路图如图 3.7

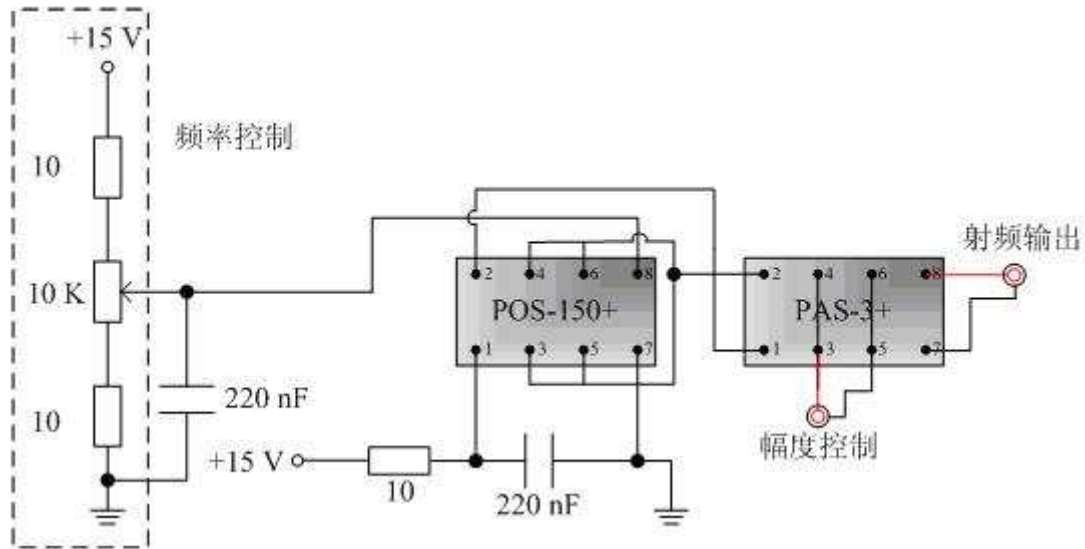


图 3.7 VCO 压控振荡电路图

如图 3.7 电路所示，只要我们分别调节好 POS-150+ 的电压输入，如图中虚线框内电路所示，我们采用墨西哥的 10 KΩ 精密滑动变阻器，可以产生连续可调的电压输出，由前面的介绍可知，POS-150+ 输出的射频信号频率就可以在 75 MHz 到 150 MHz 之间连续调节，我们将电压固定在 7 V 左右，获得 100 MHz 和 110 MHz 的射频输出，将信号送到 PAS-3+ 的射频信号输入端，通过外接的幅度控制（由计算机模拟卡和反馈信号比较产生）可对射频信号幅度进行连续衰减，得到我们需要的幅值。达到对光强进行计



计算机精密控制的目的。

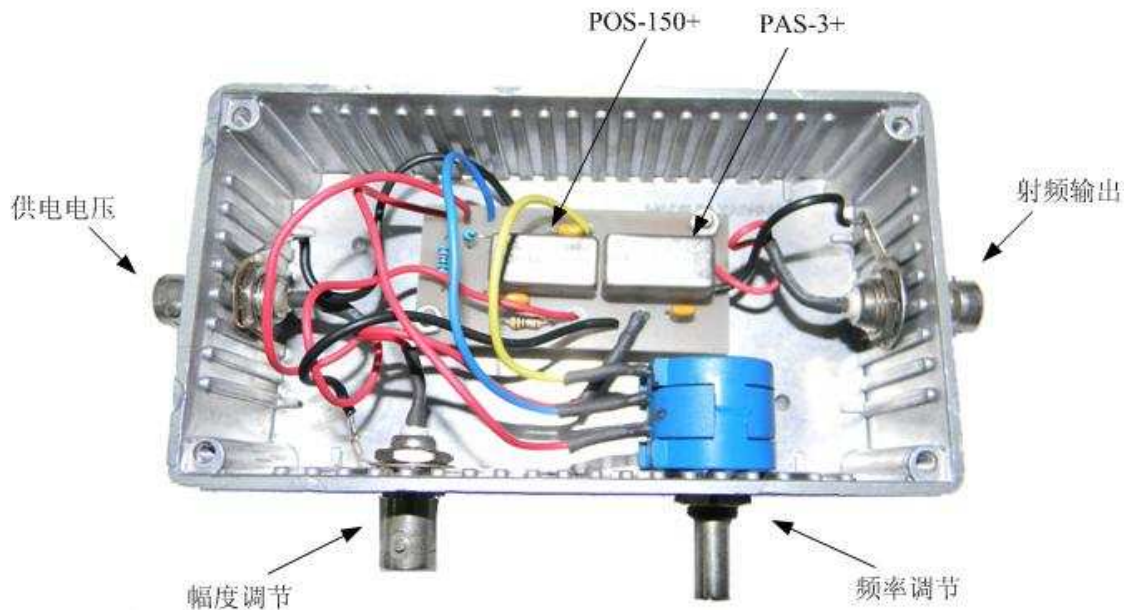


图 3.8 射频振荡发生电路实物图

图 3.8 是我们射频振荡发生器的实物图，从图中我们看出该电路还有一个缺点，那就是所有的射频接口的地没有分开，这样会造成信号之间的串扰，因此我们采用了绝缘 BNC 接头，并且把 POS-150+ 与 PAS-3+ 的信号地隔开，获得了较为稳定的射频输出。

### 3.2 声光调制器的开关控制

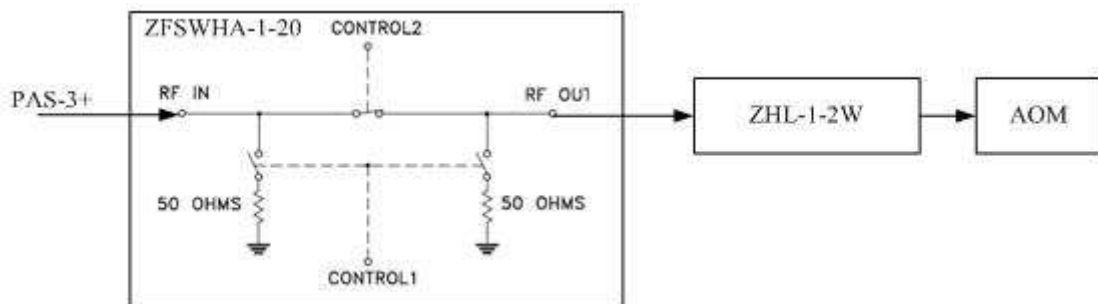


图 3.9 AOM 开关控制电路

实验中我们采用 Mini-circuits 公司生产的光射频开关：ZFSWHA-1-20，它的工作区域可达 2 GHz，它的逻辑控制门见下表：

表 3.3 ZFSWHA-1-20 工作逻辑控制

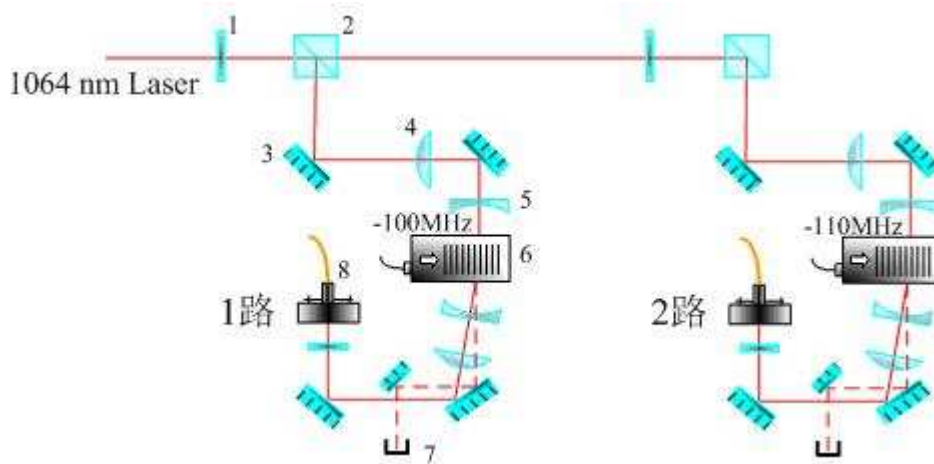
Control_1	Control_2	逻辑
0	-V	0
-V	0	1

实验中，我们采用一组反相器（非门）实现 ZFSWHA-1-20 的逻辑控制，将一路数字信号设为 0 V，将这路信号送入一路数字信号反相器，然后我们得到一个 5 V 的电压信号（由 NI 公司的数字输出卡 PCI-6534 产生），将此信号再输入一路模拟信号反相器中，我们可以得到一个-5 V 的电压信号，于是我们可以得到 0 V、-5 V；反之，当数字控制信号初始输出 5 V 时，最终我们将得到-5 V、0 V 的信号。通过这两个模拟信号的反相器，我们再利用 Mini-circuits 公司生产的 ZFSWHA-1-20 射频开关就可以实现对两束光 AOM 的开启与关断的控制。

实验中我们将 AOM 声光调制器和机械开关（shutter）结合使用，AOM 可以实现光强的连续调节，但是也会存在光束关闭不彻底，以及漏光的问题，如果我们配合机械开关使用，就可以用不透明的薄金属片胶合在 shutter 上挡住杂散光，彻底关断光路。

### 3.3 光阱的光路搭建

#### 3.3.1 激光光源分束、移频



- 1.  $\lambda/2$  波片
- 2. 偏振分束棱镜
- 3. 45° 高反镜
- 4. 平凸透镜
- 5. 平凹透镜
- 6. 声光调制器
- 7. 光学垃圾斗
- 8. 高功率光纤耦合器

图 3.10 1064 nm 激光光源平台光路示意图

构成交叉光学偶极力阱的分光光路如图所示，我们实验中采用的是德国 INNOLIGHT 公司生产的 15 W 高功率单模单频激光器 (MOPA 15NE, INNOLIGHT Technology, Ltd., 输出激光线宽为 100 kHz)。激光器工作时电流加到输出激光为 6.88 W, 后经过光隔离器剩余功率为 5.33 W, 然后经过偏振分束棱镜分为两束, 分别经过两路 AOM (声光频移器), 将前述压控振荡电路产生的射频信号加载到 AOM 上, 便分别产生所需频率的超声波振荡, 激光通过其中, 由于声光调制效应, 便可分别产生 100 MHz 和 110 MHz 的频移, 我们实验上选取-1 级衍射光, 所以激光分别被频移-100 MHz 和-110 MHz。然后将调制后的光束分别经过两条 OZ 公司的单模保偏光纤 (NEW PMJ-3AC, 3AC-1064-6/125-3AC-4-1, OZ OPTICS Ltd.) 传输到 MOT-2 附近。通过光纤传输激光的方案有效地避免了光束的空间抖动, 减少了实验过程中的危险性, 提高了实验的稳定性。

实验中需要特别注意的是:

由于 1064 nm 激光是红外激光, 所以肉眼并不可见, 在调节的过程中要借助红外探片才能看到, 所以要注意反射镜不可随意摆放, 以免造成伤害, 还有透镜表面会反射少量光线, 不能用眼睛迎着光路方向观察透镜是否垂直于光路, 要佩戴防护眼镜, 以防杂散光射伤人眼;

由于实验中使用的 1064 nm 激光功率很高, 更加增加了实验的危险性。我们需要在很多地方使用光学垃圾斗, 将多余的激光束用垃圾斗收集起来, 以免造成危险; 而且需要特别注意激光聚焦的地方, 这些地方功率极大, 有任何可燃物将会被点燃。光学垃圾斗由一个 U 型铜管做成, 类似于一个黑体, 将光束收集进去, 如图 3.11 中 0 级光最终进入的黄色 U 型铜管所示;

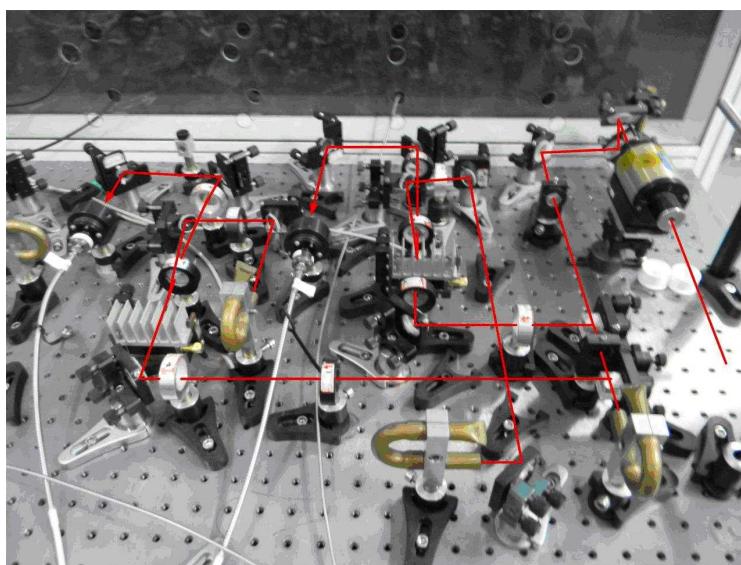


图 3.11 1064 nm 光路分光实物图

激光器输出功率随供电电流增加而增加，然其光斑也会随着电流的增大而改变，实验中测试结果显示：光斑会由椭圆形变成正圆形。这决定了我们不可能在低功率下调节好光路然后通过加电流，使光纤后功率达到最优化。因此我们在调节时应当首先将激光器电流加到 30 A，获得实验中使用的输出功率，约为 6.88 W，然后通过偏振分束棱镜和半波片的组合使用，用一小部分功率来调节，待调节到最优，将功率全部回转，以获得最优的效率匹配；

为了获得更高的 AOM 耦合效率和光纤耦合效率，我们增加了一组透镜，优化通过穿过 AOM 的光斑，使 AOM 耦合效率达到 80 %；光纤耦合效率决定于入射光纤的光斑和光束的准直性，实验中，我们将光束调节到尽量平行，光斑尽量呈高斯型，这样光纤耦合效率最高，实验上我们达到了 70 % 的光纤耦合效率；

实验中使用的 AOM (3110-197, Crystal Technology, Inc.)，AOM 的调制效率随温度依赖很大，而且由于实验中激光功率很高，会使 AOM 加热，所以我们需要给 AOM 加一个很大的散热片，实验室我们采用紫铜和薄铝散热片，如图 3.12 所示，来保证 AOM 的温度稳定在室温下。

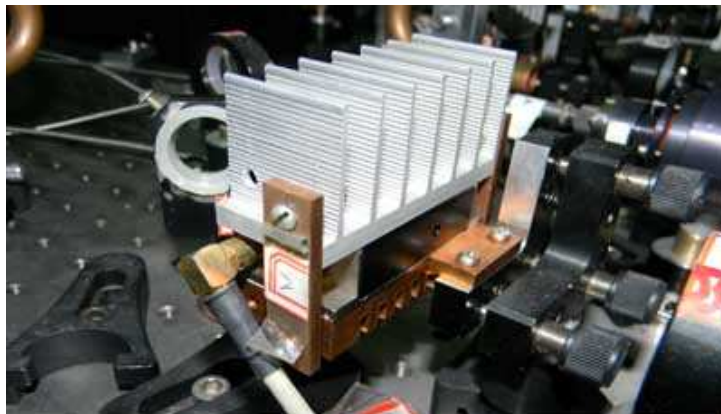
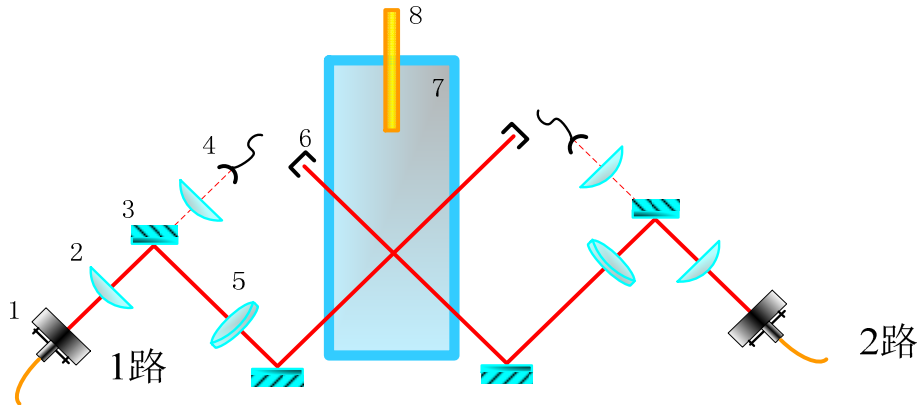


图 3.12 AOM 散热

3.3.2 光学偶极阱光路图



- |            |          |            |          |
|------------|----------|------------|----------|
| 1. 光纤耦合头   | 2. 平凸透镜  | 3. 45° 高反镜 | 4. 光电探测器 |
| 5. 消相差胶合透镜 | 6. 光学垃圾斗 | 7. 光学 cell | 8. 无氧铜管  |

图 3.13 optical dipole trap 光路示意图

经光纤耦合头出射的激光束分别经过两片 Throlabs 公司的消相差透镜（1 路经过 AC254-400-C，焦距为 400 mm，腰斑为 58  $\mu\text{m}$ ；2 路经过 AC254-300-C，焦距为 300 mm，腰斑为 49  $\mu\text{m}$ ）汇聚在预冷却的原子气体样品上，在焦点处交叉且与原子团中心重合，形成远红失谐的光学偶极力阱。消相差透镜可以保证光束汇聚时与较高的光斑质量。光纤可以防止激光空间指向性的抖动以及实验过程中的安全。

### 3.3.3 偶极光光强反馈系统

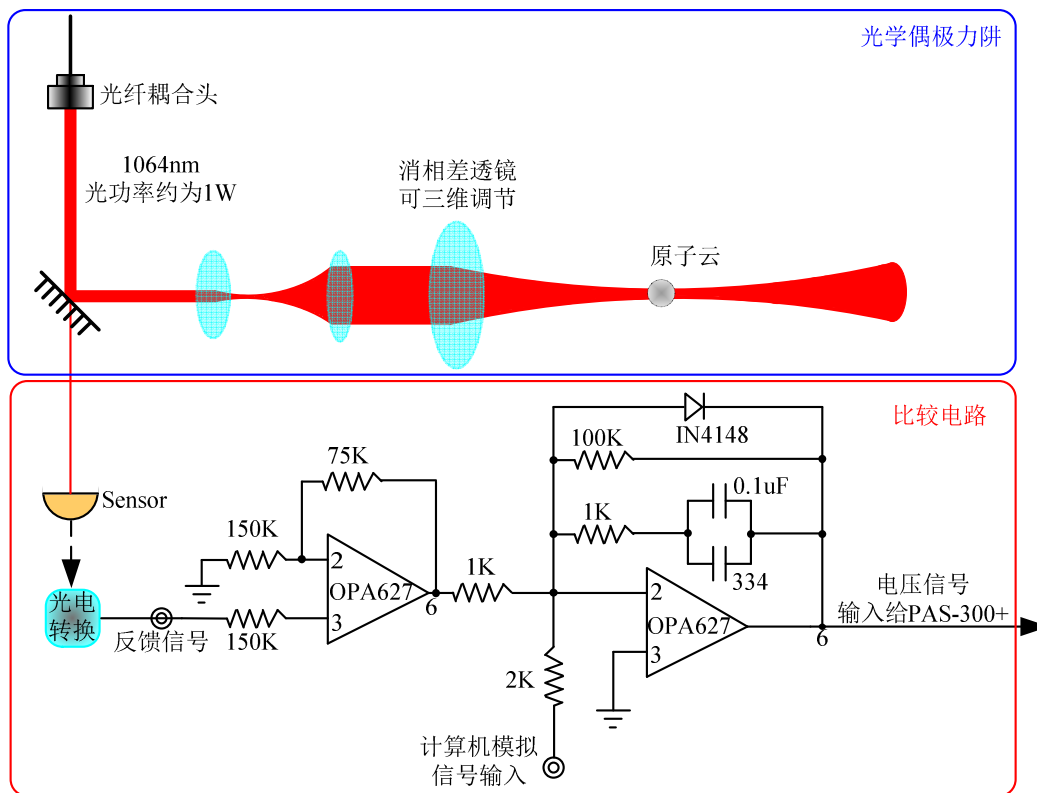


图 3.14 光强反馈电路图

为了使光学偶极力阱能够精确可调，我们需要在射频振荡电路中引进反馈机制。如图 3.14 所示。光电探测器，其输出的电流信号与入射的光功率信号成正比，光强越强，电流信号越大。实验上我们将这个电流信号加载到一个  $50\ \Omega$  的精密电阻上，将电流信号转化成电压信号，然后通过比较反馈信号和计算机输入信号，得到误差信号，将误差信号输入如图所示的 PAS-3+ 衰减器上，于是我们便可以得到稳定的射频输出。

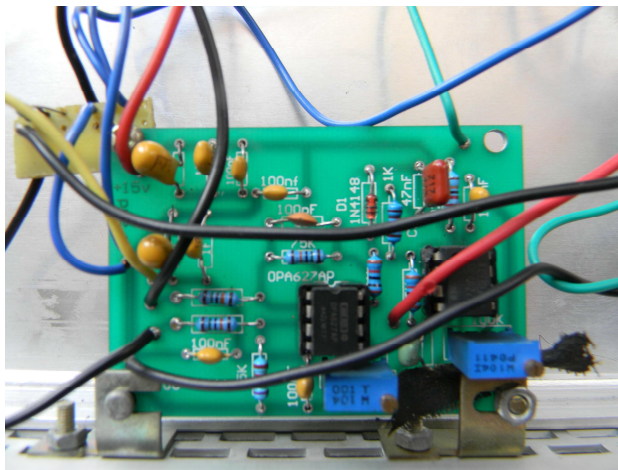


图 3.15 反馈电路板

实验中对于精密电阻阻值的选取是非常重要的，这是因为我们采用的 OPA-627A 芯片有一个线性工作区，这就要求两级芯片都得工作在这个区域，否则会引起信号的失真。OPA-627A 供电电压最大值为 $\pm 18\text{ V}$ ，实验中我们采用 $\pm 15\text{ V}$ 供电，输入电压变化范围为 $4\text{ V}$ ，最大值不能超过 $2\text{ V}$ ，因此，必须保证第二级芯片输入最大不能高于 $2\text{ V}$ ，同时要求一级芯片信号输入不能超于 $2\text{ V}$ ，这样，两片 OPA-627A 均保持在线性工作区，保证反馈的有效性。所以说：对于精密电阻的选取是非常重要的。

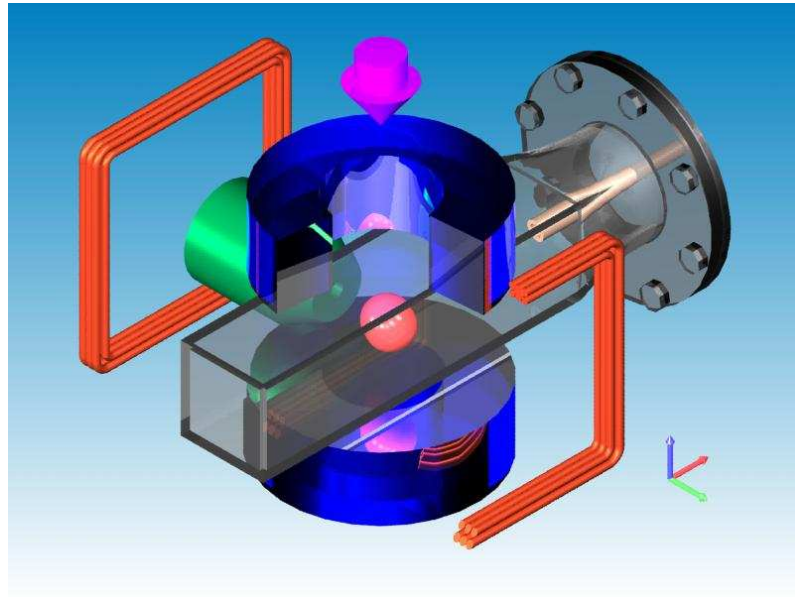
### 3.3.4 光学偶极力阱时序控制

在光学偶极力阱中利用降低光强的方法对原子进行蒸发冷却有很多优点，诸如：实验仪器结构简单，可以俘获任意自旋态的原子（不受原子内态的限制），光路灵活多变，可实现任意构型的光学势阱等等。但是，做光阱 BEC 和 DFG 也有他们的局限性：那就是随着交叉偶极光光强的不断减弱会导致光学偶极势阱的阱深逐渐变浅，逐步变浅的光阱虽然使得大量热原子逃逸出阱外，但是光阱中剩余的原子会随着阱深变浅而相互的碰撞几率也变小。我们知道：只有阱中的剩余原子通过弹性碰撞才可以达到热平衡，使所有的原子共同冷却下来。这相当于形成一个阻塞效应：热原子通过不断变浅的光阱而进行蒸发，然不断变浅的光阱使原子无法进一步降温。所以我们必须在阻塞效应形成之前到达原子的量子简并区域。

文章<sup>[27][28]</sup>解决这个问题的方法是：在将原子装载至光阱之前就先将原子团压缩到一个很高的初始相空间密度，或一个很低的温度，然后在光阱中蒸发冷却，在阻塞效应形成之前得到了 $^{87}\text{Rb}$ 原子的玻色-爱因斯坦凝聚。

与文章<sup>[27][28]</sup>中不同的是：我们实验中使用的交叉偶极力阱的激光光强有限，不可能像 $\text{CO}_2$ 激光器那样，使用高功率激光从亚多普勒冷却的原子气体（温度约为 $100\text{ }\mu\text{K}$ ）中直接俘获原子（由于我们实验中作为交叉偶极力阱的两束激光功率有限，不能形成足够强的偶极力直接抓获速度如此之快的原子，因此必须将其冷却到更低的初始温度，以获得有效的再俘获率），所以我们需要先将原子团预冷却到 $2\text{ }\mu\text{K}$ [9]左右（由第二章背景介绍我们可知，光学偶极力是一种弱的相互作用，光学偶极势阱非常浅，大致在 $\text{mK}$ 量级，我们必须将原子预冷却到这个温度以下才能将原子装载到光阱中），再将预冷却的原子团绝热地装载到光学偶极力阱中。

我们实验中采用的是 QUIC 阱的磁阱设计，如图 3.16。

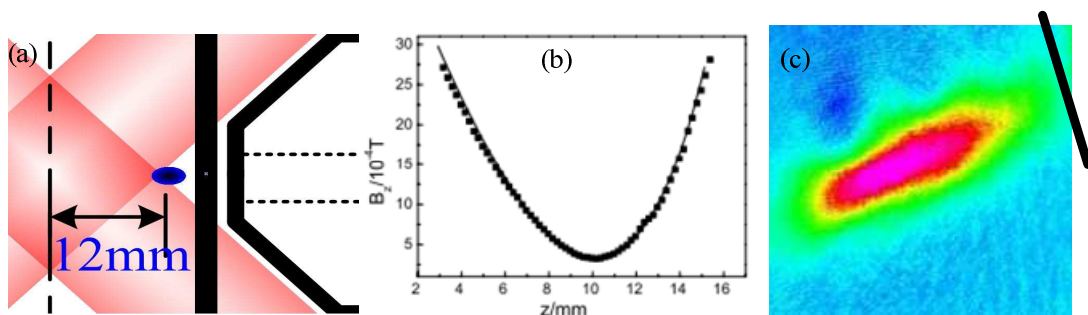


其中上下分布的一对蓝色线圈构成四极磁阱，左侧绿色线圈是 Ioffe 线圈，水平方向放置一对方铜线圈用来产生 Zeeman 分裂的磁场<sup>[36]</sup>

图 3.16 QUIC 磁阱系统

图中一上、一下两个蓝色线圈是四极线圈，其中通以反向的电流构成反赫姆霍兹线圈，左边绿色的线圈是 Ioffe 线圈所在的位置，它的空间位置垂直于四级线圈轴线方向，这三个线圈构成了冷原子系统中最常用的 QUIC 阱；两边的橘黄色线圈是实验过程中额外附加的线圈用以后续试验，如我们后续的实验 Fashbach 共振、人造规范势等。

QUIC 磁阱的最低点是靠近 Ioffe 线圈所在的位置，我们通过数值模拟<sup>[9]</sup>和直接成像的方法都可以明显看出，射频蒸发冷却形成的冷原子团紧靠 Science Cell，距离玻璃泡的侧壁只有 3 mm。在这个位置，如图 3.17 所示：



图中(a)为光路示意图，蓝色椭球形为 QUIC 阱的空间位置，距离 Science Cell 只有 3 mm，距离其中心却有 12 mm；图 (b) 是线圈工作在 QUIC 阱的情况下，通过数值模拟，得到的磁场梯度分布图，磁场的最低点在 10.5 mm 处；图 (c) 是吸收成像的实物实拍图，黑色线段表示 Science Cell 内壁的位置，冷原子团触及温度为室温的玻璃壁，随即大量



## 耗散

图 3.17 QUIC 阱空间位置<sup>[36]</sup>

由于实验装置的空间位置局限，我们是没有办法引入交叉偶极光的，因此有必要将预冷却的原子团移动到一个空间位置相对开阔的地方。我们选定将原子团移回 Science Cell 中心的位置，这里有较大的空间方便 1064 nm 的偶极光介入，如果我们在这里能获得光阱 BEC 和简并费米气体，也将为后续试验铺平道路，做一个理想的平台，因为这里空间开阔，是各个线圈的中心位置，既可以获得均匀的磁场，又可以方便地引入各个方向而来的激光。

为了精确移动原子样品，我们实验中先后采用了两种方法，一种方法适用于移动单种原子<sup>[37]</sup>，另一种适用于同时移动  $^{87}\text{Rb}$  和  $^{40}\text{K}$  两种原子<sup>[36]</sup>。

通过以上方法我们成功地将原子样品转移至 Science Cell 中心，这时原子还受到磁阱的束缚，我们必须将原子样品从磁阱中释放出来，再在光阱中重新俘获这团原子。这个过程应当尽量绝热，以避免原子样品由于加热而导致的大量损耗，使原子数太少，后期蒸发不能有效进行。这些苛刻的条件要求我们必须有精确的时序控制系统，能够精密控制磁场、光强等参量的变化。

实验中我们采用了美国国家仪器公司 NI 生产的 PCI-6534 数字输出卡和 PCI-6713 模拟输出卡。NI-PCI-6534（数字输出卡）的特性为：20MHz 最大时钟信号、80 MB/s 的最大传输速率、32 位数字接口（电压信号 5 V TTL/CMOS）、上升下降沿触发功能，可编程（编程软件：NI Lab VIEW, C/C++, Visual Basic, NET），我们实验中使用的是 VC++ 6.0。美国国家仪器公司生产的 PCI-6534 是高速的，32 位，并行的数字输出卡。该卡输入输出接口具有高速的数据传输能力，基于它宽带的握手协议，速度高达 80 MB/s。32 位数字接口均可独立工作。单板存储器可达 16 MB。该数字卡输出的数字信号经过光隔离电路，将受计算机程序的控制，输出 0 V 和 5 V 的信号输出。

NI-PCI-6713 为我们实验中使用的模拟信号输出卡。它是 12 位，1 MS/s 每通道的模拟输出卡，为我们实验上提供所有模拟信号的输出。它一共具有 8 个通道，每个通道最大为 1 MS/s 的更新速率，亦可当做 8 个数字 I/O 接口（输出 0 V 或 5 V），受外部时钟信号控制，可数字触发。其最大输出电压为 10 V，电压步长为 8.62 mV。

有了这两类板卡，就可以实现我们实验室对产生 BEC 和 DFG 时序上的全部控制，只要配合外围电路和光学系统、真空系统有序运行，我们即可达到原子的量子简并区域。实验中的时序如图 3.18 所示。

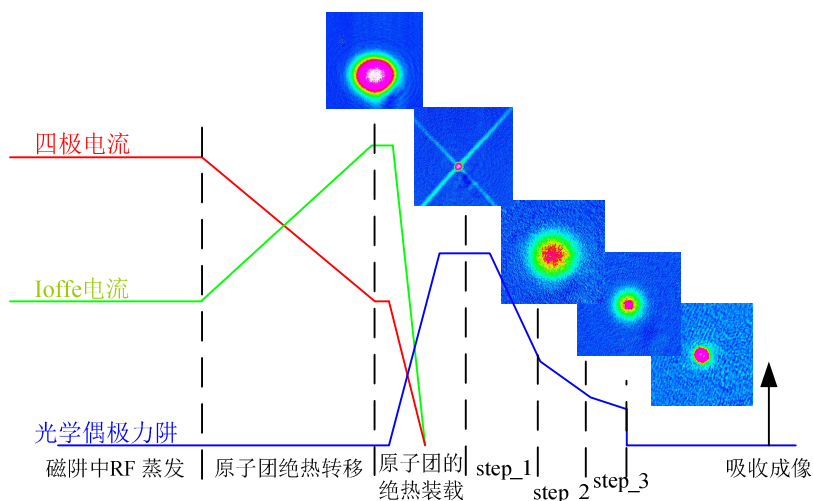
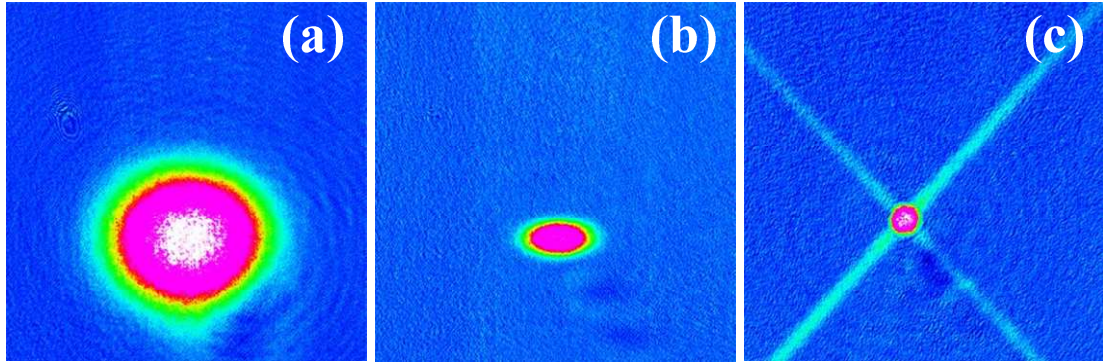


图 3.18 原子团绝热转移和光阱的绝热装载，以及光阱蒸发冷却时序图

### 3.4 实验结果

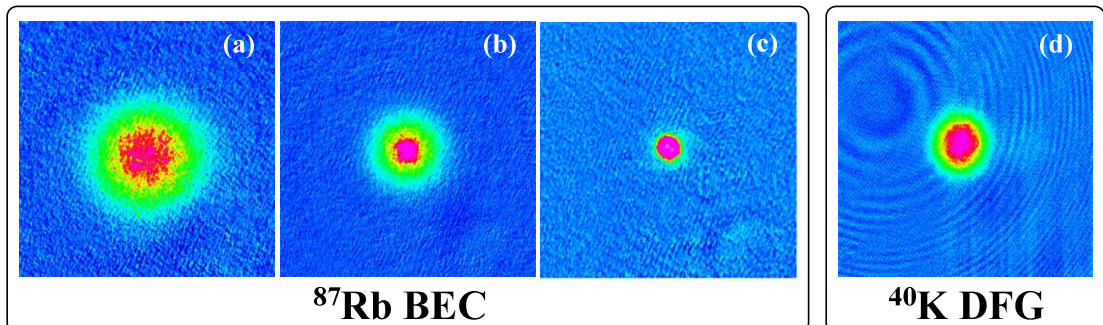
如同文献<sup>[27][28]</sup>中一样，需要先将原子团预冷却到一个相对较高的相空间密度，减低原子的速度，这样才有可能将原子俘获到阱深较浅的光学偶极力阱中。无论<sup>[27]</sup>中 M. S. Chapman 小组先将原子利用亚多普勒冷却机制冷却，再用大失谐的  $\text{CO}_2$  激光俘获，还是<sup>[28]</sup>中 David S. Weiss 小组采用压缩交叉偶极力阱的方法，都是在光阱装载之前提高了原子的相空间密度，这是至关重要的，否则由于阻塞效应，我们是不可能获得 BEC 和 DFG 的。而我们实验中使用的方法有别于文献<sup>[27][28]</sup>中所提到的方法。由于我们的实验系统中组成交叉光学偶极力阱的两束激光功率所限，不能实现对四极阱中的原子团进行直接装载，而要将原子团先冷却到一个相对较高的相空间密度后，再引入 1064 nm 偶极光实现对原子的绝热装载。我们实验上是先将原子在 QUIC (quadrupole-Ioffe configuration trap) 阱中用射频蒸发将原子团冷却到一个相对较高的相空间密度<sup>[14]</sup>，由于 QUIC 阱紧靠 Ioffe 线圈，不便于偶极光的介入，如前所述，如图 3.17，因此需要将预冷却的原子团从 QUIC 阱转移到 cell 的中心位置<sup>[13]</sup>，这里有较大的空间方便偶极光的介入。经过转移的  $^{87}\text{Rb}$  原子团的原子数维持在  $2.7 \times 10^7$  个，如图 3.19 中 (a) 所示；经过转移的  $^{40}\text{K}$  原子团的原子数维持在  $3.02 \times 10^6$  个，如图 3.19 中 (b) 所示。



其中图片尺寸为  $4\text{ mm} \times 4\text{ mm}$ 。图 (a) 和 (b) 分别是  $^{87}\text{Rb}$  原子自由飞行  $30\text{ ms}$  和  $^{40}\text{K}$  原子自由飞行  $15\text{ ms}$  后吸收成像；(c) 图中  $^{87}\text{Rb}$  原子先在光学偶极力阱中飞行  $98\text{ ms}$ ，再关断光阱，自由飞行  $2\text{ ms}$  后吸收成像图

图 3.19 原子团的绝热转移和绝热装载

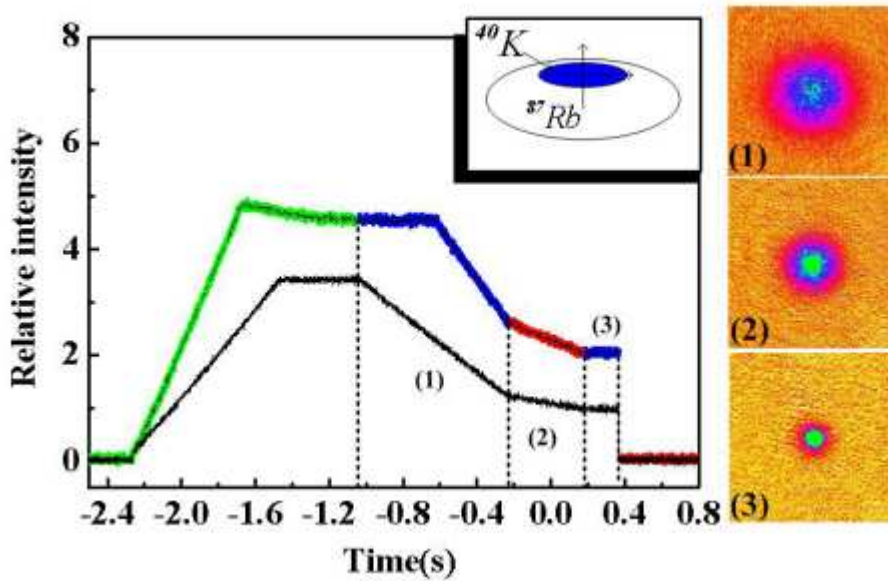
当预冷却的原子团转移到 cell 中心后，将两束光分别同时缓慢打开到  $996\text{ mW}$  和  $1240\text{ mW}$ ，历时  $800\text{ ms}$ ，实现原子团的光阱绝热装载，然后可以让原子在光阱中飞行  $98\text{ ms}$ ，然后关断光阱自由飞行  $2\text{ ms}$  吸收成像的方法，判断光阱中心是否与原子团中心位置重合，如不重合，经过对两片消相差透镜三维方向的调节，最终使得光阱与原子团中心完全重合，以达到最好的装载效果，如图 3.19 中 (c) 所示。在缓慢打开光阱的同时要绝热地关闭磁阱，因此磁阱将会慢慢变浅，低束缚频率导致铷原子和钾原子的空间位置不能重合，于是我们只能同时优化装载两种原子。当原子完全装载到光阱之后，绝热地关闭磁阱，把原子释放到光阱中，使原子只受到光阱的作用。此时，再分三步将光阱深度慢慢减低，使热原子逃逸出阱外，剩下的原子经过弹性碰撞达到热平衡。最终使原子进入量子简并区域<sup>[14]</sup>。



其中图片尺寸为  $2.16\text{ mm} \times 2.16\text{ mm}$ ， $^{87}\text{Rb}$  原子自由飞行  $30\text{ ms}$  后吸收成像， $^{40}\text{K}$  原子自由飞行  $15\text{ ms}$  后吸收成像。图 (a)、(b) 和 (c) 分别为光阱蒸发第一、第二、第三步对应的  $^{87}\text{Rb}$  原子的吸收成像图；图 (d) 为光阱蒸发第三步  $^{40}\text{K}$  原子的吸收成像图

图 3.20 利用光学偶极力阱对  $^{87}\text{Rb}$  原子和  $^{40}\text{K}$  原子进行蒸发冷却分别得到 BEC 和 DFG

蒸发第一步将 1 路和 2 路两臂光强用 800 ms 的时间分别线性降至 238 mW 和 323 mW，以获得原子的初步蒸发，得到了  $5.5 \times 10^6$  个  $^{87}\text{Rb}$  原子，此时密度为 1.09，温度为  $0.99 \mu\text{K}$ ，如图 6 中 (a) 所示；第二步用 400 ms 的时间将 1 路和 2 路两臂光强分别继续降低到 194 mW 和 265 mW，此时原子团密度进一步提高到 1.81， $^{87}\text{Rb}$  原子数减少到  $3.11 \times 10^6$  个，达到了 bi-modal 型，如图 3.20 中 (b) 所示；第三步继续缓慢降低光阱深度，将 1 路、2 路光强用 200 ms 的时间分别线性降低至 173 mW 和 238 mW，达到量子简并，获得了  $^{87}\text{Rb}$  的 BEC，其密度为 2.68，原子数为  $8.48 \times 10^5$  个，如图 3.20 中 (c) 所示。同理，通过三步蒸发，我们也可以使  $^{40}\text{K}$  原子进入量子简并区域，得到的简并费米气体如图 3.20 中 (d) 所示，其原子团密度达到 1.30，原子数达  $3.34 \times 10^6$  个，温度为  $0.5 T_F$ 。蒸发冷却的光强变化如图 3.21 所示<sup>[36]</sup>：



图中可以看出光阱从打开到关闭的全过程，在这个过程中我们完成了原子从磁阱到光学偶极力阱的绝热装载过程和三步蒸发降低光强的过程，总共经历 2 s，三步蒸发分别对应三步吸收成像的结果图。图中还标记处  $^{87}\text{Rb}$  原子和  $^{40}\text{K}$  原子的空间位置关系，这个关系我们是通过调节两臂偶极光与  $^{87}\text{Rb}$  原子和  $^{40}\text{K}$  原子的重合时测得的，两者在高度上差  $30 \mu\text{m}$

图 3.21 光阱蒸发三步光强变化图

## 第四章 基于光学偶极力阱的实验

我们在光阱中获得了玻色-爱因斯坦凝聚和简并费米气体，便可以在此基础上研究它们的物理属性，和它们之间的相互作用等等性质。接下来在本章中将简要介绍一下我们实验中所做的 Feshbach 共振<sup>[10]</sup>、<sup>40</sup>K 原子的超辐射<sup>[11]</sup>、<sup>87</sup>Rb 原子的人造规范势<sup>[12]</sup>等实验。

### 4.1 Feshbach 共振

Feshbach 共振是冷原子物理研究中的一个有力的工具：人们可以通过调节外磁场的磁场值来调节原子之间的相互作用强度，只要磁场能达到我们期许的值，便可以实现原子从排斥到吸引，甚至到强相互作用的区域。我们实验小组已经测出了 <sup>87</sup>Rb 单种原子的 <sup>40</sup>K 单种原子的和 <sup>87</sup>Rb 原子 <sup>40</sup>K 原子一起的 Feshbach 共振<sup>[10]</sup>。

#### 4.1.1 实验装置

实验中我们需要将原子冷却到量子简并区域，再用微波和射频的技术将原子制备到特定的超精细能态。我们在 QUIC 阱中对原子进行射频蒸发预冷却时是将 <sup>87</sup>Rb 原子 <sup>40</sup>K 原子分别置备在  $|F=2, m_F=2\rangle$  态和  $|F=9/2, m_F=9/2\rangle$  态上的<sup>[9]</sup>，然而这两个态都是他们的低场趋近态，虽然在 QUIC 阱中可以被很好地束缚，并且原子之间的碰撞为弹性碰撞，有利于蒸发冷却。当对原子进行 12 mm 远距离转移之后，原子依然处于这两个超精细态。我们也可用这两个态对原子进行光阱蒸发冷却，然而我们得到光阱 BEC 和 DFG 后，我们必须将 <sup>87</sup>Rb 原子和 <sup>40</sup>K 原子制备到他们的最低能量超精细态上，也即  $|F=1, m_F=1\rangle$  和  $|F=9/2, m_F=-9/2\rangle$  态上，因为这两个超精细态的原子之间的两体损耗是很稳定的。我们马上可以看出光阱实现原子的量子简并的好处了： $|F=1, m_F=1\rangle$  和  $|F=9/2, m_F=-9/2\rangle$  均为高场趋近态，磁阱是不能对这两个态的 <sup>87</sup>Rb 原子和 <sup>40</sup>K 原子进行束缚的，但是由于光阱不受原子自旋态（内态）的限制的，所以我们可以用光学偶极力阱来作为 BEC 和 DFG 的载体。

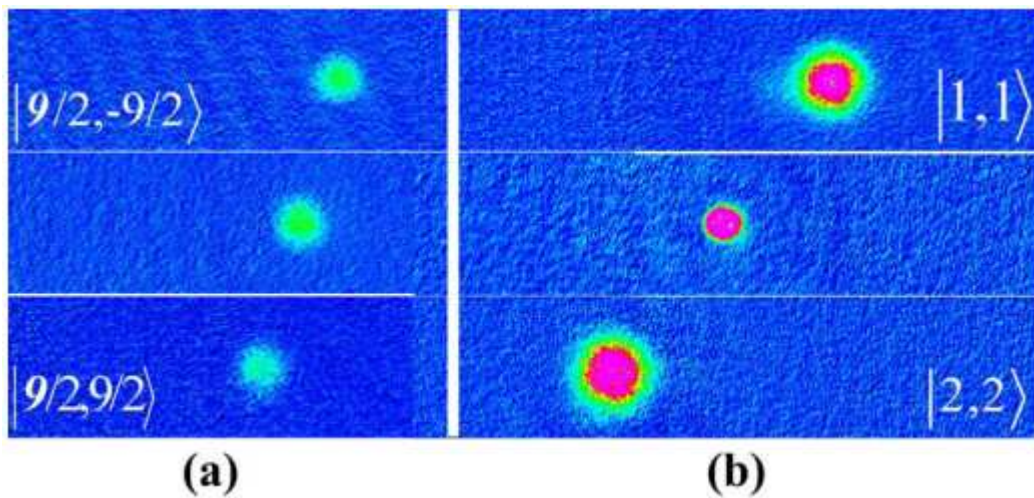
在光学偶极力阱中我们将原子混合气体冷却到大约为 1  $\mu$ K，然后进行超精细态的制备。用 60 ms 将四极线圈和 Ioffe 线圈中的电流降低，以避免将制备好的原子推出阱外。将偏置线圈中的电流降低，磁场大约为 4 G；触发打开微波信号源，用 50 ms 时间将微

波信号从 6843.535 MHz 扫描到 6842.535 MHz，扫描宽度为 1 MHz。经过这样的制备， $^{87}\text{Rb}$  原子将从  $|F=2, m_F=2\rangle$  态转移到  $|F=1, m_F=1\rangle$  态，通过 Stern-Gerlach 场自由飞行，吸收成像我们看出原子转移效率达到 95%。而后我们用一个与  $|F=2, m_F=2\rangle$  的共振光将  $|F=2, m_F=2\rangle$  态的  $^{87}\text{Rb}$  原子泵浦掉。

由于偏置线圈的位置远离 Science Cell 中心，因此，我们可在光学而偶极力阱的位置布置一个均匀磁场，而且由于线圈距原子团的位置很远，我们可以提高改变磁场的精度：相同的计算机模拟卡（PCI-6713）步长，我们可以得到更高的磁场精度调节。接下来的 100 ms 里，我们线性地加大偏置磁场的电流，使线圈工作在 19.6 G，这个值是我们实验上反复测量得到的经验值。在弱磁场中，原子的超精细能级的劈裂彼此之间很近，因此我们不能对其进行射频扫描，以实现原子各能级之间的跃迁。只有当外磁场工作在大约 20 G 附近的时候，原子各超精细态能级之间才可互不干扰。我们将在 50 ms 内将  $^{40}\text{K}$  原子从  $|9/2, 9/2\rangle$  态扫描到  $|9/2, -9/2\rangle$  态上，射频中心频率 6.3 MHz，扫描宽度：3 MHz，原子在 10 个超精细能级之间连续快速跃迁<sup>[38]</sup>。

通过采用绝热快速跃迁技术，我们将  $^{87}\text{Rb}$  原子和  $^{40}\text{K}$  原子的混合气体制备在  $|1,1\rangle \otimes |9/2, -9/2\rangle$  的组合态上，用于观测它们之间的 Feshbach 共振。我们将  $^{40}\text{K}$  单种原子制备到  $|9/2, -7/2\rangle \otimes |9/2, -9/2\rangle$  混合组态上，观测  $^{40}\text{K}$  的 s 波共振；将  $^{40}\text{K}$  单种原子制备到  $|9/2, -7/2\rangle \otimes |9/2, -7/2\rangle$  态上，观测  $^{40}\text{K}$  的 p 波共振。

由于光阱的束缚，不同自旋态的原子在空间位置上是重合的，我们实验中使用 Ioffe 线圈工作在一个强电流下，提供一个非均匀的磁场，即 Stern-Gerlach 场。不同自旋态的原子在 Stern-Gerlach 场中自由展开将在空间分离，我们使  $^{87}\text{Rb}$  原子和  $^{40}\text{K}$  原子分别在 Stern-Gerlach 场中飞行 13 ms 和 6 ms，以免其飞出观测范围，再使其自由飞行 2 ms，然后吸收成像。如图 4.1 所示



(a) 用射频场扫描  $^{40}\text{K}$  原子, 实现  $|9/2, -9/2\rangle$  态的制备飞行时间 8 ms, 在 Stern-Gerlach 场中飞行 6 ms; (b) 用微波场扫描实现  $^{87}\text{Rb}$  原子  $|1, 1\rangle$  态的制备。飞行时间 15 ms, 在 Stern-Gerlach 场中飞行 13 ms

图 4.1  $^{87}\text{Rb}$  原子和  $^{40}\text{K}$  原子超精细态的制备

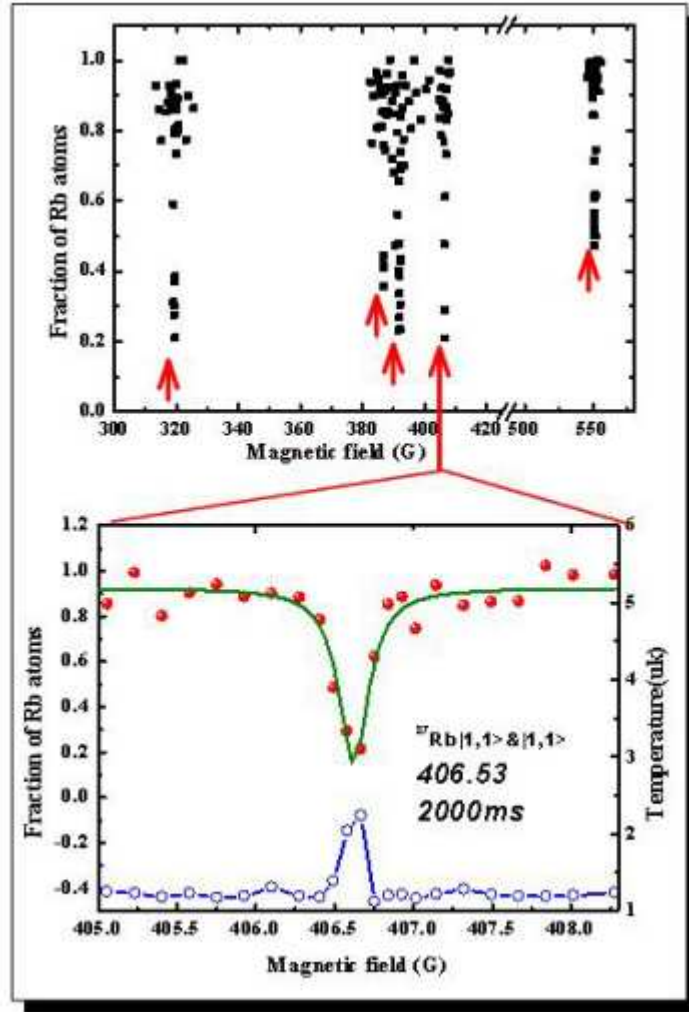
#### 4.1.2 实验结果

完成的态的制备, 我们使四极线圈工作在赫姆霍兹组态, 使磁场在 0 至 600 G 之间线性地精密变化, 来测量原子的损耗点, 研究 Feshbach 共振现象。因为 Feshbach 共振的宽度很窄, 有的点甚至仅有  $\sim 10$  mG 量级, 这就要求我们精确控制磁场电流, 电流的反馈控制电路和光强反馈控制电路都一样, 只是传感器不一样。光强反馈用的是探测器, 电流反馈用的是霍尔传感元件。

实验上我们测量了  $|1, 1\rangle$  态的  $^{87}\text{Rb}$  原子的 Feshbach 共振, 我们观察到在共振点附近原子数密度减低, 温度升高, 原子数大量损耗。图 4.2 给出了在共振点处原子云的温度, 密度随磁场的变化关系。在 0 至 600 G 的变化范围内, 我们测到 5 个 Feshbach 共振点, 其中 406.23 G 为 s 波共振点, 其余 4 个点均是 d 波共振点, 见表 4.1。

表 4.1  $|1, 1\rangle$  态的  $^{87}\text{Rb}$  原子的 Feshbach 共振点

$ 1, 1\rangle +  1, 1\rangle$	$B_{\text{expt}} / \text{G}$	L
	319.3	2
	387.25	2
	406.23	0
	551.47	2



上图给出了  $^{87}\text{Rb}$  原子的 5 个 Feshbach 共振点，分别对应表 4.1 中的磁场值，我们可以看出在这些点原子数会大量的损耗；下图给出了  $^{87}\text{Rb}$  原子在 406.23 G 附近精密测量的结果，其中原子数比率为洛伦兹拟合，温度为直接连接的数据线

图 4.2  $^{87}\text{Rb}$  原子的 Feshbach 共振点

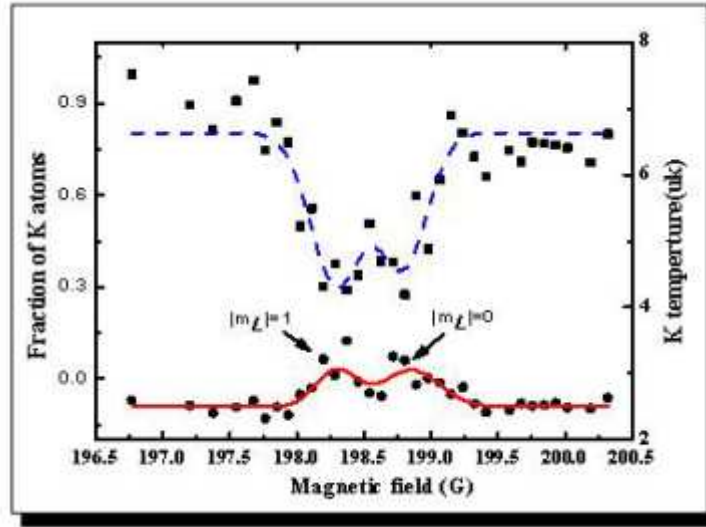
实验上我们还测量了  $^{40}\text{K}$  原子的 p 波碰撞，我们观察到 2 个共振点，一个是  $|9/2, -9/2\rangle + |9/2, -7/2\rangle$  的 s 波共振，一个是  $|9/2, -7/2\rangle + |9/2, -7/2\rangle$  的 p 波共振，实验结果见表 4.2。

表 4.2  $^{40}\text{K}$  原子的 Feshbach 共振点

	$B_{\text{expt}} / \text{G}$	L
$ 9/2, -9/2\rangle +  9/2, -7/2\rangle$	202.1	0[s]
$ 9/2, -7/2\rangle +  9/2, -7/2\rangle$	198.8	1[p]



我们观测到 p 波的 Feshbach 共振具有双峰结构，如图 4.3 所示。通过双峰拟合，我们得到共振点位于 198.3 G 和 198.7 G。



蓝色虚线为对原子数的洛伦兹双峰拟合，红色实线为对原子云温度的洛伦兹双峰拟合

图 4.3  $^{40}\text{K}$  原子态  $|9/2, -7/2\rangle + |9/2, -7/2\rangle$  的 Feshbach 共振

接下来，我们将  $^{87}\text{Rb}$  原子和  $^{40}\text{K}$  原子的混合气体分别制备在  $|1, 1\rangle \otimes |9/2, -9/2\rangle$  态上，构成混合气体，然后重复前述的步骤，用于观测它们之间的 Feshbach 共振。我们找到 4 个共振点，见表 4.3。

表 4.3  $|1, 1\rangle \otimes |9/2, -9/2\rangle$  组态上的  $^{87}\text{Rb}$  原子和  $^{40}\text{K}$  原子的混合气体的 Feshbach 共振

$ 1, 1\rangle \otimes  9/2, -9/2\rangle$	$B_{\text{exp}} / \text{G}$	L
	462.45	0
	485.71	0
	515.75	1
	546.89	0

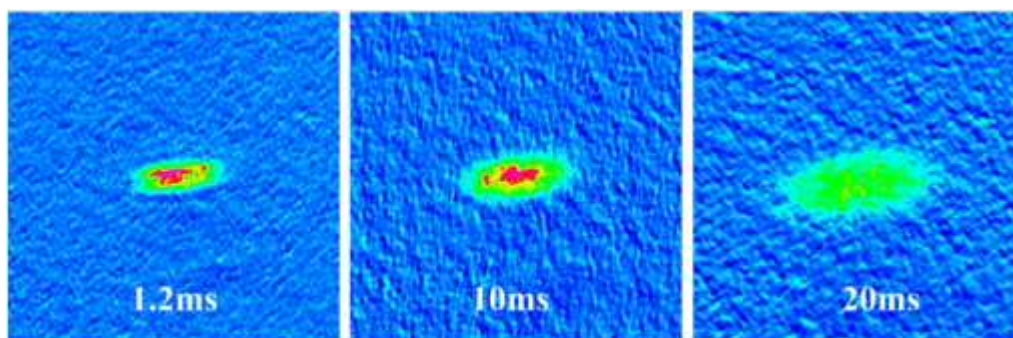
## 4.2 原子的超辐射

超辐射 (super radiance)，即增强的光子辐射。在超冷原子这个体系的基础上研究超辐射，我们把目光更多地集中到了原子的反冲行为而非光子的放大特性。我们在实验上观察了  $^{87}\text{Rb}$  原子和  $^{40}\text{K}$  原子的超辐射<sup>[11]</sup>。为了观察原子团在某一特定方向上的反冲行为，我们将超冷原子团在某一方向上进行了动量压缩。只有利用动量分布不一致才能更好的观察实验结果。

在玻色-爱因斯坦凝聚体当中观察到超辐射现象世界上已经有多个小组先后完成，因为 BEC 服从于玻色-爱因斯坦分布，大量全同的玻色子处于势阱的最低能量态，对光子产生相干光子具有很高的增益，而这一特性势必会反作用于 BEC，大量光子的集体行为也将导致原子的集体反冲（沿某一特定方向）。

由于 BEC 的高度相干性，人们认为超辐射现象只存在于 BEC 中，然而进一步的研究表明，在其他原子体系中，我们也可以观测到这种现象。日本的 Takahiro Kuga 小组在温度为 560 nK 的冷原子体系中，也观测到这种现象，此时该体系服从麦克斯韦-玻尔兹曼分布。然而在这个情况下原子的动量展开很大，不能直接拍摄到反冲原子在空间上的分离，所以他们采用拉曼超辐射的方法，使得获得反冲的原子处在不同于初始的超精细能级上，用不同的成像手段将其区分开来。

由于费米子服从费米-狄拉克统计规律，受到泡利不相容原理的限制，大量全同的费米子不能占有系统的最低能量态，而是形成费米海。因此在简并量子气体中观察超辐射现象也比较困难。我们必须将获得反冲动量的原子与原来的原子在空间上区分开来。我们采用的办法是将费米子通过绝热转移而获得其在 Ioffe 轴向上的动量压缩。如图 4.4 所示：



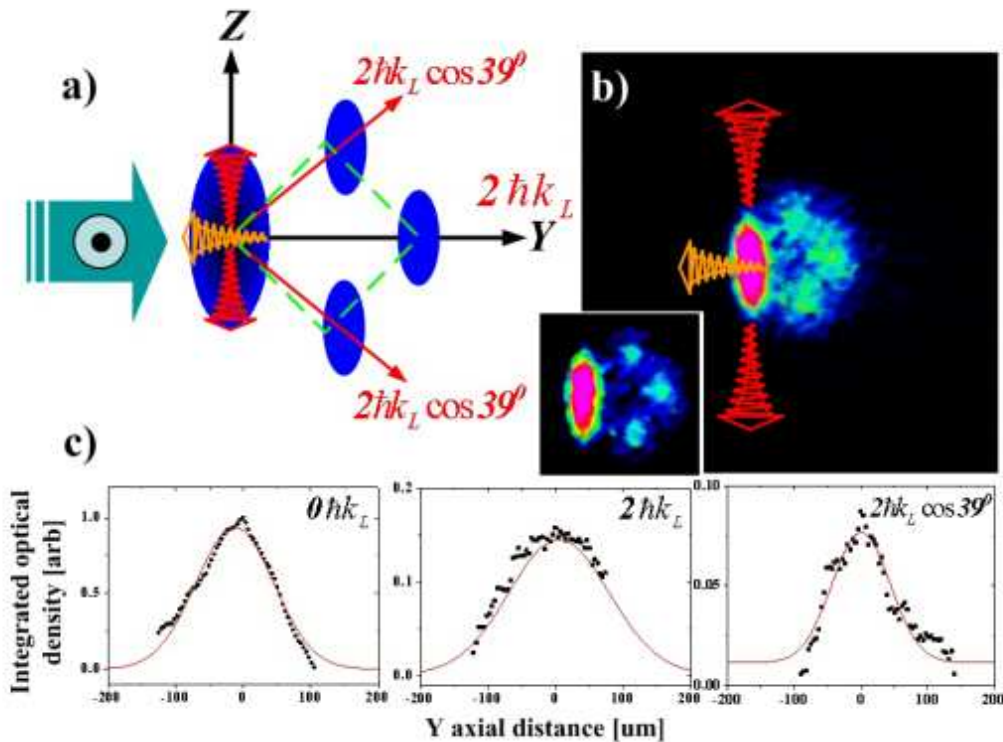
图片尺寸为：1.17 mm×1.17 mm，对  $^{40}\text{K}$  原子进行动量压缩后自由飞行吸收成像图，飞行时间分别为 1.2 ms，10 ms，20 ms，我们可以看出原子在 Ioffe 轴向上获得了一个动量压缩

图 4.4 动量压缩的简并费米气体

实验上我们如同 Feshbach 共振那样，首先在 QUIC 磁阱中获得冷却到 500 nK 的  $^{40}\text{K}$  原子团，然后通过绝热转移，将原子团转移到 Science Cell 的中心位置。我们必须在这个位置进行试验，这是由实验系统的结构决定的，我们需要从 Science Cell 的正前方打入 Pump 光，为了不使光束在实验系统中反射影响观察，我们必须精密调节，使它直接穿过 MOT2 和 MOT1 以及中间连接的无氧铜管。与调节偶极光与原子团中心位置重合

的方法一样，我们使用一个三维可调的精密镜架，胶合一片焦距为 300 mm 的 ThorLabs 公司的消相差透镜，在三维方向上调节。我们先将 Pump 光波长调至  $^{40}\text{K}$  的共振线上，然后在三维方向上扫描，当观察到原子大量损耗即为激光打住原子。然后增大失谐，再次进行精调，也是找到原子最大损耗处。另外，由于试验系统每日不稳定，微小的形变，以及磁场线圈冷却的效率问题，我们做一段时间的实验，都要检验一下 Pump 光是否还能打中原子，这一步骤在实验中是很必要的。

我们观测到  $^{40}\text{K}$  原子的超辐射现象结果如图 4.5 所示：



其中 (a) 图为实验的示意图，图中四块原子分别表示原子动量的分布；(b) 图为实验吸收成像图，自由飞行时间为 15 ms，图片尺寸为 2 mm×2 mm；(c) 获得不同动量的原子团的一维光学厚度

图 4.5  $^{40}\text{K}$  原子超辐射，原子的集体反冲行为

从实验结果我们分析得到：在费米子体系的超辐射实验中，反冲原子的动量大于  $\sqrt{2}\hbar k_L$ ，而且成对反冲的原子团间夹角小于  $90^\circ$ 。另外，动量为  $2\hbar k_L$  那部分原子团也不可能是由动量为  $\sqrt{2}\hbar k_L$  的这两部分原子团继续反冲得来的，因为按照动量守恒，它们之间的合成不满足平行四边形定则。因此，它的成因更为复杂，有待于我们实验中进一步的研究。

此外，我们还在其他方向入射过 Pump 光，或者各个方向的组合光，改变它们的偏振组合，获得了很丰富的实验图样。只要我们的原子团动量压缩的足够窄，寿命足够长，我们就可以看到更高阶的反冲原子团，以及新奇的物理现象，这对我们的实验系统提出了更高的要求。

### 4.3 人造规范场

由于我们可以很方便地操控势阱的形状、俘获原子的数量、原子之间的相互租用强度等各种实验参数，所以简并的量子体系可以很好地模拟凝聚态物理体系。将超冷原子团置于一个规范场中可以很好的模拟带点粒子在矢量磁场中的行为，这就是一个很有趣的应用，我们可以用它来研究分数量子霍尔效应。我们实验上用两束正交的 1064 nm 激光构成了一个光至的人造规范场，研究了玻色子  $^{87}\text{Rb}$  在其中的行为<sup>[12]</sup>。

实验中我们的 1064 nm 偶极光不仅是作为束缚原子并产生 BEC 的交叉偶极力阱，也作为对  $^{87}\text{Rb}$  原子产生规范场的 Raman 光束。实验开始时，我们将  $^{87}\text{Rb}$  原子束缚在光学偶极力阱中，与此同时，我们严格控制两束光的失谐，使它们之间的频率差严格地保持在一个固定的值，这个固定值是  $^{87}\text{Rb}$  原子的基态在外磁场中超精细能级分裂的两能级 ( $|F=2, m_F=2\rangle$  和  $|F=2, m_F=1\rangle$ ) 之间的能量差。我们将原子绝热地装载到远失谐的 Raman 光束中，然后通过改变外磁场的梯度，将原子超精细能级差耦合到两束光的频率差。分别研究了不同能量态的原子行为。

实验上我们采用了两台 Agilent 9310 射频信号源来产生精确的射频信号供给 AOM 产生我们需要的频率，与前面光阱 BEC 一样，两者之差还是 10 MHz，只不过我们使用信号源就可以精确得知两束光的频差。由于频率漂移，还有两台信号源的不同步的问题会造成两束光的频率差根本无法锁定，所以，我们又用了一台 Phase-Matrix 公司的 575B 锁频器，将两台信号源的频率锁定在 10 MHz。由于 Phase-Matrix 的锁频有限制，只能锁定大于 10 MHz 以上的频率，为了锁定小于 10 MHz 的频差，我们使用了如图 4.6 所示的连接方案，用这套方案，我们就可以锁定任意频率的 Raman 光束。

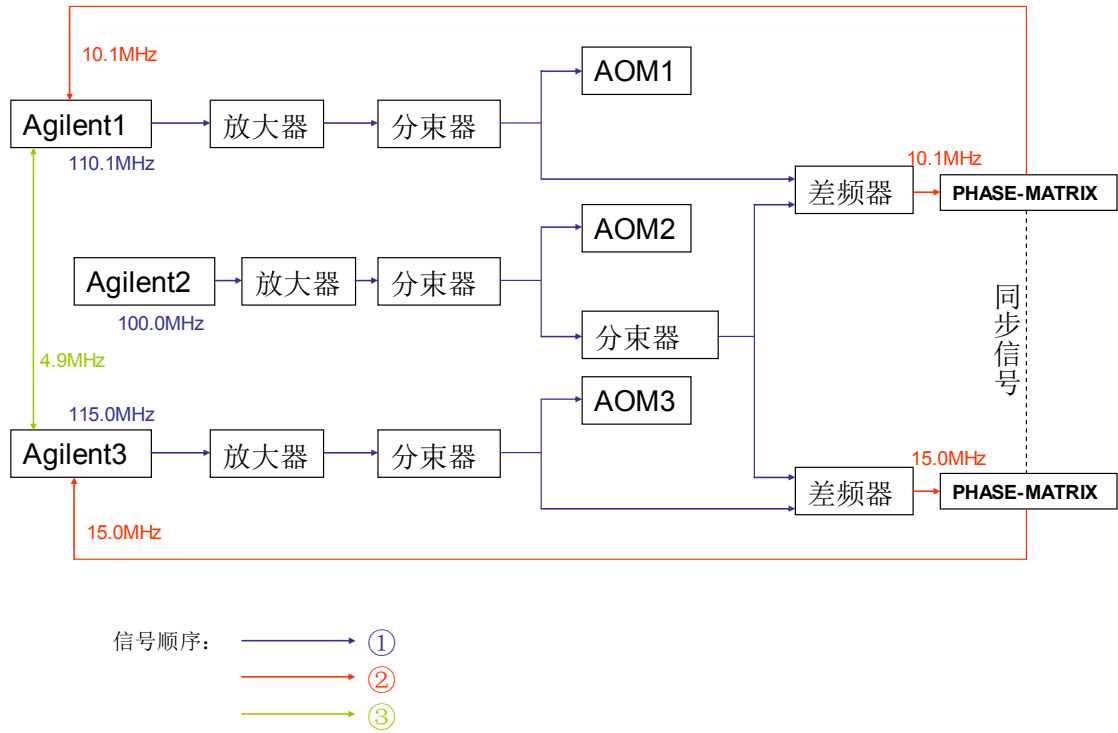
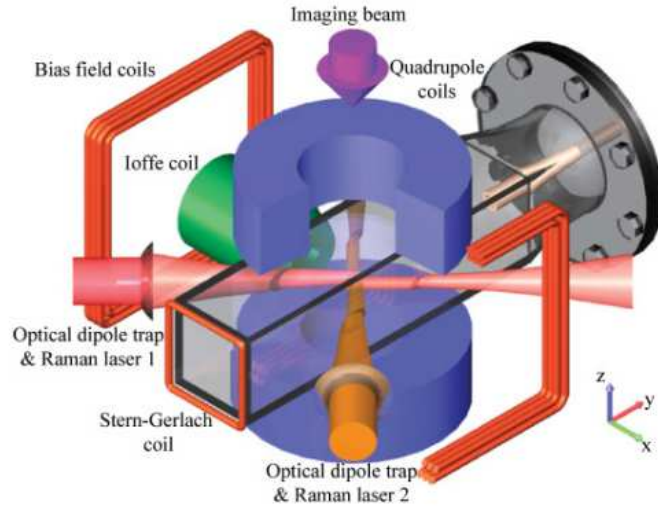


图 4.6 锁频示意图

实验中，两束 1064 nm 的 Raman 光沿  $\hat{x} + \hat{y}$  成  $90^\circ$  交叉聚焦于一点，在焦点处交叉，且他们在  $x - y$  平面内均是水平偏振，两束光分别经过两路 AOM 声光频移器，1 路移频 -100 MHz，2 路频移 -110.4 MHz，，两束光频差  $\nu_R = 10.4$  MHz。各向同性的偏置线圈提供一个匀强磁场，使原子超精细能级发生 Zeeman 劈裂。如图 4.7 所示。



图中两束 Raman 光正交交叉于 Cell 中心，Cell 前方的方形线圈用来产生非均匀磁场，使不同自旋态的原子在空间位置分离

图 4.7 规范场实验装置图

实验中为了保证偏置线圈中电流的稳定性，采用了一套反馈系统来精密控制电流强度。其原理和方法与前面介绍的光强反馈系统几乎一样，只是在传感器的选择上我们采用了丹麦的精密电流传感器（Danfysik ultrastable 867-60I），监测信号与计算机信号比较输出误差信号，输入旁路 MOSFET 管，补偿线圈中的电流。

实验开始时先用射频蒸发的方法在 QUIC 阱中将原子团冷却到  $1.5 \mu\text{K}$ ，然后再将原子转移到 Science Cell 中心，使用光阱将其俘获再蒸发，此时偏置磁场打开 1 G，使原子保持在  $|F = 2, m_F = 2\rangle$  态上，最终获得纯 BEC，原子数为  $2 \times 10^5$  个，此时 1 路光强 169 mW，2 路光强 320 mW。获得纯 BEC 后，为了增加 Raman 光耦合强度，我们增大光强，1 路加到 107 mW，2 路增加到 480 mW。而 BEC 仍被束缚在光阱中，光阱的径向束缚频率为  $2\pi \times 83 \text{ Hz}$ 。然后增大线圈电流，用磁场扫描原子的超精细能级，当与 Raman 光耦合时，原子发生超精细态能级之间的跃迁，由于原子团获得反冲动量，将在空间分离。使用  $\hat{y}$  方向的 Stern-Gerlach 场，让原子在  $\hat{y}$  方向也有一个空间分开，更便于我们的测量。有时我们甚至能观察到  $|F = 2, m_F = 2\rangle$  和  $|F = 2, m_F = 0\rangle$  态之间的跃迁，见图 4.8。

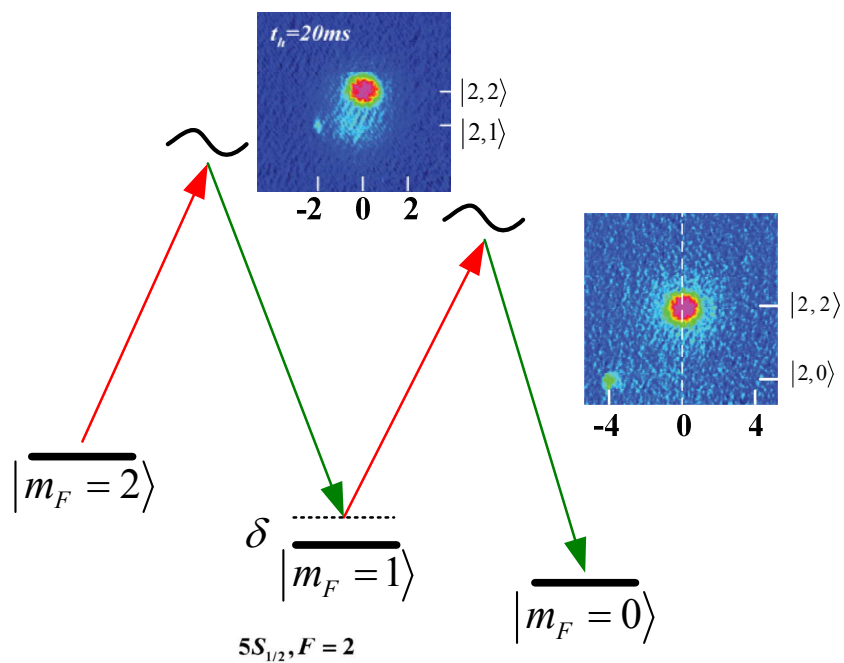


图 4.8 Raman 光导致的超精细态能级之间的跃迁

我们还用该装置测试了  $^{87}\text{Rb}$  原子的 Rabi 振荡。改变光脉冲的宽度，测量了两能级  $|F=2, m_F=2\rangle$  和  $|F=2, m_F=1\rangle$  之间的 Rabi 振荡。





## 总结与展望

我们实验小组已经在磁阱蒸发冷却的基础上在光学偶极力阱中获得了玻色-爱因斯坦凝聚和简并费米气体了，而且与之伴随的原子团的绝热转移技术的成熟，这些都为我们后续的实验提供了良好的平台，如 Mott 绝缘位相、超流物理、新奇量子相、多体物理、分子物理等等。在光阱中获得原子的凝聚体已经成为我们现阶段获得 BEC 和 DFG 的重要手段，而且我们实验中不断优化光强的连续控制，使得我们获得的凝聚体寿命变得更长。考虑到由于磁场线圈中电流起伏导致的磁场抖动，我们关闭了屏蔽地磁场的线圈，使得处于光阱中的凝聚体寿命大大延长。实验中我们还使用了比较反馈电路，防止了光强的起伏噪声；通过光纤传导激光束，大大缩短了光束在自由空间传播的距离，最大程度的保证了光束的空间指向性的稳定，而且避免了光束在自由空间中的杂散，或者在光路之中遇到灰尘引发光学偶极力阱的不稳定。我们使用的光纤是 OZ 公司生产的不锈钢包层的光纤，这种工艺保证了高功率激光束在光纤中传播时所产生的大量的热可以被很容易的散出，保证光纤传输的效率，保证光强能够按照计算机输出的信号来线性变化。实验中我们还采用了紫铜散热板来帮助 AOM 声光调制器来散热，声光调制器的散热在实验中也是非常重要的，我们必须考虑他的影响。实验过程中我们将光电探测器输出的信号并联一路输出给示波器来进行光强信号的监视，这样我们可以随时知道光强的变化和反馈电路的工作情况。

我们实验中所用的磁场线圈电流反馈系统与光学偶极力阱的光强反馈，都是一套电路。在线圈电流反馈方面，我们已采用低温漂的高精度电阻来替代传统的电阻，尽量控制温度变化对电阻阻值带来的影响。我们可以采用温控仪对装载反馈电路的中的芯片和电阻做控温处理，让它们全部工作在一个稳定的温度下，尽量减小芯片温漂造成的信号的抖动。这种方法也可以借鉴到光学偶极力阱的光强反馈系统中，使得光阱的稳定性进一步提高。

综上，本论文介绍了光学偶极力阱的物理原理，实验实现手段，以及基于光阱 BEC 和 DFG 的一系列实验。如今，光阱实现超冷原子的量子简并已经成为凝聚态物理的重要手段，我们将以此为基础，对玻色子的玻色爱因斯坦凝聚和费米子的简并费米气体的物理性质、原子行为做进一步的研究工作。



## 参 考 文 献

- [1] Von A. Einstein, “Quantentheorie des einatomigen idealen Gases” Gesamtsitzung, 1924, 10
- [2] Steven Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, Alex Cable and A. Ashkin, “Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure” Phys. Rev. Lett. 1985, 55: 48-51
- [3] Paul D. Lett, Richard N. Watts, Christoph I. Westbrook and William D. Phillips, “Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit” Phys. Rev. Lett. 1988, 61: 169-172
- [4] A. Aspect, E. Arondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste and C. Cohen-Tannoudji, “Laser Cooling below the One-Photon Recoil Energy by Velocity-Selective Coherent Population Trapping” Phys. Rev. Lett. 1988, 61: 826-829
- [5] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Mathews, C. E. Wieman and E. A. Cornell, “Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor” Science, 1995, 14:198-201
- [6] 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. 1995, 75: 3969-3973
- [7] B. DeMarco and D. S. Jin “Onset of Fermi Degeneracy in a Trapped Atomic Gas” Science, 1999, 10:1703-1706
- [8] Dezhi Xiong, Haixia Chen, Pengjun Wang, Xudong Yu, Feng Gao and Jing Zhang “Quantum Degenerate Fermi-Bose Mixtures of  $^{40}\text{K}$  and  $^{87}\text{Rb}$  Atoms in a Quadrupole-Ioffe Configuration Trap” Chinese Physics Letters, 2008, 25(3):843-846
- [9] 王鹏军, 陈海霞, 熊德智, 于旭东, 高峰, 张靖, “实现玻色-费米混合气体量子简并的四极 Ioffe 组合磁阱设计” Chin. Phys. Soc. 2008, 57(8):4840-4845
- [10] Pengjun Wang, Zhengkun Fu, Shijie Chai and Jing Zhang, “Feshbach resonances in an ultracold mixture of  $^{87}\text{Rb}$  and  $^{40}\text{K}$ ” Chinese Phys. B. 2011, 20:103401
- [11] Pengjun Wang, L. Deng, E. W. Hagley, Zhengkun Fu, Shijie Chai and Jing Zhang, “Observation of Collective Atomic Recoil Motion in a Degenerate Fermion Gas” Phys. Rev.

- Lett. 2011, 106:210401-210404
- [12] Zhengkun Fu, Pengjun Wang, Shijie Chai, Lianghai Huang and Jing Zhang, “Bose-Einstein condensate in a light-induced vector gauge potential using 1064-nm optical-dipole-trap lasers” Phys. Rev. A 2011, 84:043609-043614
- [13] Dezhi Xiong, Pengjun Wang, Zhengkun Fu, Shijie Chai and Jing Zhang, “Evaporative cooling of  $^{87}\text{Rb}$  atoms into Bose-Einstein condensate in an optical dipole trap” Chinese Optics Letters 2010, 8(7):627-629
- [14] 柴世杰, 王鹏军, 付正坤, 黄良辉, 张靖, “玻色-费米气体量子简并光学偶极阱的设计” Acta. Sinica. Quantum. Optical. 2012, 18(2):171-177
- [15] K. Blaum and F. Herfurth, “Trapped Charged Particles and Fundamental Interactions” Lect. Notes Phys. 2008, 749
- [16] D. E. Pritchard, E. L. Raab, V. Bagnato, C. E. Wieman and R. N. Watts, “Light Traps Using Spontaneous Forces” Phys. Rev. Lett. 1986, 57:310-313
- [17] Alan L. Migdall, John V. Prodan, William D. Phillips, Thomas H. Bergeman and Harold J. Metcalf, “First Observation of Magnetically Trapped Neutral Atoms” Phys. Rev. Lett. 1985, 54:2596-2599
- [18] T. Bergeman, Gidon Erez and Harold J. Metcalf, “Magnetostatic trapping fields for neutral atoms” Phys. Rev. A 1987, 35:1535-1546
- [19] R. Grimm, M. Weidemüller and Y. B. Ovchinnikov, “Optical Dipole Traps for Neutral Atoms” Adv. At. Mol. Opt. Phys. 2000, 42:95
- [20] C. S. Adams, M Sigel and J Mlynek, “Atom optics Physics Reports” 1994, page:143-210
- [21] Christopher J. Foot, “Atomic Physics” OXFORD UNIVERSITY PRESS, 2005
- [22] 熊德智, “ $^{87}\text{Rb}$  和  $^{40}\text{K}$  玻色-费米量子简并混合气体在磁阱和光阱中的操控” 山西大学博士学位毕业论文, 2010
- [23] Daniel A. Steck, “Rubidium 87 D Line Data” <http://steck.us/alkalidata> (revision 2.1.4, 23 December 2010)
- [24] T. G. Tiecke, “Properties of Potassium” <http://staff.science.uva.nl>
- [25] Enrique J. Galvez, “Gaussian Beams” Department of Physics and Astronomy Colgate University, 2009
- [26] C. Ospelkaus, “Quantum Degenerate Fermi-Bose Mixtures of  $^{40}\text{K}$  and  $^{87}\text{Rb}$  in 3-D Op-

- tical Lattices” Institut für Laserphysik, Luruper Chaussee 149, 22761 Hamburg, Germany 2006
- [27] M. D. Barrett, J. A. Sauer and M. S. Chapman, “All-Optical Formation of an Atomic Bose-Einstein Condensate” *Phys. Rev. Lett.* 2001, 87:010404-010407
- [28] Toshiya Kinoshita, Trevor Wenger and David S. Weiss, “All-optical Bose-Einstein condensation using a compressible crossed dipole trap” *Phys. Rev. A* 2005, 71:011602[4 pages]
- [29] Tino Weber, Jens Herbig, Michael Mark, Hanns-Christoph Nägerl and Rudolf Grimm, “Bose-Einstein Condensation of Cesium” *Science*, 2002, 10:232-235
- [30] R. Dumkel, M. Johanning, E. Gomez, J. D. Weinstein, K. M. Jones and P. D. Lett, “All-optical generation and photoassociative probing of sodium Bose-Einstein condensates” *New J. Phys.* 2006, 8:64
- [31] Toshiya Kinoshita, Trevor Wenger and David S. Weiss, “All-optical Bose-Einstein condensation using a compressible crossed dipole trap” *Phys. Rev. A* 2005, 71:011602[4 pages]
- [32] Couvert, M. Jeppesen, T. Kawalec, G. Reinaudi, R. Mathevet and D. Guery-Odelin, “A quasi-monomode guided atom laser from an all-optical Bose-Einstein condensate” *EPL Europhysics Lett.* 2008, 83:50001[6 pages]
- [33] J. F. Clément, J. P. Brantut, M. Robert-de Saint-Vincent, R. A. Nyman, A. Aspect, T. Bourdel and P. Bouyer, “All-optical runaway evaporation to Bose-Einstein condensation” *Phys. Rev. A* 2009, 79:061406[4 pages]
- [34] C. Hung, X. Zhang, N. Gemelke and C. Chin, “Accelerating evaporative cooling of atoms into Bose-Einstein condensation in optical traps” *Phys. Rev. A* 2008, 78:011604[4 pages]
- [35] Q. Beaufils, R. Chicireanu, T. Zanon, B. Laburthe-Torla, E. Maréchal, L. Vernac, J. Keller and O. Gorceix, “All-optical production of chromium Bose-Einstein condensates” *Phys. Rev. A* 2008, 78:061601[4 pages]
- [36] 王鹏军, “超冷玻色-费米气体的集体原子反冲行为和 Feshbach 共振” 山西大学博士学位毕业论文, 2011
- [37] Dezhi Xiong, Pengjun Wang, Zhengkun Fu and Jing Zhang, “Transport of Bose-Einstein condensate in QUIC trap and separation of trapping spin states” *Opt. Ex-*

press. 2010, 18:1649[8 pages]

- [38] M. Succo, “Degenerate Quantum Gases in Optical Lattice Potentials” Diplomarbeit, University of Hamburg

---

## 硕士研究生期间完成的学术论文

- [1] 柴世杰, 王鹏军, 付正坤, 黄良辉, 张靖, “玻色-费米气体量子简并光学偶极阱的设计” · Acta. Sinica. Quantum. Optical. 2012, 18(2):171-177
- [2] Pengjun Wang, Zhengkun Fu, **Shijie Chai** and Jing Zhang, “Feshbach resonances in an ultracold mixture of  $^{87}\text{Rb}$  and  $^{40}\text{K}$ ” Chinese Phys. B. 2011, 20:103401
- [3] Pengjun Wang, L. Deng, E. W. Hagley, Zhengkun Fu, **Shijie Chai** and Jing Zhang, “Observation of Collective Atomic Recoil Motion in a Degenerate Fermion Gas” Phys. Rev. Lett. 2011, 106:210401-210404
- [4] Zhengkun Fu, Pengjun Wang, **Shijie Chai**, Lianghui Huang and Jing Zhang, “Bose-Einstein condensate in a light-induced vector gauge potential using 1064-nm optical-dipole-trap lasers” Phys. Rev. A 2011, 84:043609-043614
- [5] Dezhi Xiong, Pengjun Wang, Zhengkun Fu, **Shijie Chai** and Jing Zhang, “Evaporative cooling of  $^{87}\text{Rb}$  atoms into Bose-Einstein condensate in an optical dipole trap” Chinese Optics Letters 2010, 8(7):627-629

---

## 致 谢

时光荏苒，三年的学习生涯在不知不觉中即将结束，回首这三年的学习生活，不禁感慨万千。这三年，我从一个一无所知的学童成长为一个具有一定实验技能的学生，光电所给予了我太多的帮助与指导。在这里，我想感谢那些指导和帮助我的老师同学们。

首先，我想感谢我的导师——张靖教授。他渊博的知识，敏锐的洞察力，严谨的治学态度都给我留下了深刻的印象，尤其是他对知识孜孜渴求的精神，皓首穷经，废寝忘食，更是令人钦佩、感动。而对于我们学生，张老师更是倾注了心血，从平时实验室里热烈而活泼的讨论，到毕业时修改论文的字斟句酌，从指导学生做所内报告，到手把手教我们使用各种实验仪器，他循循善诱，总是给我们最有效的指导。张老师那严于律己，宽以待人的高尚人格是我们青年一代学习的榜样，也必将成为我辈今后工作生活的目标。

其次，我要感谢彭老师和谢老师。彭老师和谢老师对学问一丝不苟，对工作事必躬亲，对学生关爱有加，对自己严格要求。他们为我们营造了一个和睦、有爱、宽松、严谨的学术氛围。他们对国家和社会高度的责任感和使命感令人钦佩，是我们青年学子终生学习的楷模。

再次，我要感谢光电所各位老师的专业知识和实验技能上的传授和指导，他们孜孜不倦的教诲使我受益良多。感谢机加工车间的师傅们在工作中有力的配合，他们教会了我许多机加工方面的知识和技能，使我更好的适应做实验的要求。感谢激光车间和电子车间的老师，他们在光学以外的其他专业知识方面给予了我很多帮助，使我对实验系统有了更加全面综合的了解。

第四，感谢我们超冷波色费米混合气体实验小组的师兄：熊德智、王鹏军、付正坤、于旭东、邸克，和师弟师妹：黄良辉、孟增明、张岩、李卫、陈良超、王芳，还有和我本科、研究生一共七年一同走过的程峰钰同学。我要特别感谢熊师兄对我实验上的指导，感谢王师兄对我论文上的帮助，感谢付师兄对我实验上的指导和帮助。感谢三年来与我朝夕相处的每一位同学。

最后，我必须得感谢我的家人，我的爸爸、妈妈，他们为我营造的良好的家庭氛围，让我能安心学习，他们对我学习的支持、对我生活的帮助一直是我前进的保障，更是我回报父母，为之努力的动力。



---

## 个人情况及联系方式

### 【个人基本信息】

姓名：柴世杰  
性别：男  
籍贯：山西省孟县  
民族：汉  
出生年月：1986.08.17  
政治面貌：中共党员  
研究方向：超冷波色费米混合气体  
学习及工作去向：中国航天科技集团第九研究院 第13研究所  
联系电话：186-3667-1526  
电子邮箱：[c2005274004@163.com](mailto:c2005274004@163.com)  
[496134892@qq.com](mailto:496134892@qq.com)

### 【教育背景】

2005.09—2009.06 山西大学 物理电子工程学院 光信息科学与技术专业  
理学学士  
2009.06—2012.06 山西大学 物理电子工程学院 光电研究所  
理学硕士

---

## 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于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：

二〇一二年 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：

二〇一二年 月 日