

山西大学
2009 届博士学位论文

$^{87}\text{Rb}-^{40}\text{K}$ 玻色费米
混和气体量子简并的实现

作者姓名	陈海霞
指导教师	张靖 教授
学科专业	光学
研究方向	量子光学 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 山西大学光电研究所
学习年限	2004 年 9 月—2009 年 6 月

二〇〇九年六月

A thesis submitted for the degree of Ph.D at Shanxi University

**Quantum Degenerate of Fermi-Bose
Mixtures of ^{40}K and ^{87}Rb**

Name	Haixia Chen
Supervisor	Prof. Jing zhang
Major	Optics
Field of Research	Quantum Optics Ultracold atomic physics
Department	State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto-Electronics, Shanxi University
Research Duration	September 2004— June 2009

June 2009

关于学位论文使用授权的说明

山西大学有权以任何方式保留本论文及其复印件。学校可以公布论文的全部或部分内容，并允许论文被查阅和借阅。

作者签名：_____

导师签名：_____

日 期：_____

日 期：_____

中文摘要

自从单组份玻色气体的玻色爱因斯坦凝聚和双组份自旋极化费米气体的费米简并实现以后，超冷量子气体领域迅速扩展到具有不同统计规律，不同俘获性质、质量和相互作用不同的玻色费米混合气体的研究。这一领域为多体物理、长程相互作用、强关联位相以及量子模拟等的研究提供了一个理想的平台，尤其当操控原子的强有力的技术手段周期性的强束缚光晶格，以及通过 Feshbach 共振产生的强共振相互作用应用于这一领域时，玻色费米混合气体的实验研究展现了美好的前景。

我们的工作是一套冷却 ^{40}K 和 ^{87}Rb 原子的实验装置，并在实现玻色爱因斯坦凝聚 (BEC) 和费米量子简并 (DFG) 的基础上进行相关研究工作。本论文的工作主要是在原先建立的 ^{40}K 和 ^{87}Rb 两级磁光阱实验装置的基础上构建了一套实现量子气体简并的实验装置，并在此装置上实现了 ^{87}Rb 原子的玻色爱因斯坦凝聚和 ^{40}K 原子的简并费米气体。这是国内首次完成的费米量子简并的实验。实验方案是：采用了水平放置的双磁光阱装置；采用玻色子 ^{87}Rb 和费米子 ^{40}K 作为工作原子。首先在第一级真空气室 (Collection Cell) 中对 ^{87}Rb 和 ^{40}K 进行激光冷却与俘获，得到两种原子的磁光阱 (MOT)。然后使用推送光把冷原子推到第二级真空气室 (Science Cell) 中再一次进行 MOT 的冷却与俘获，最后把冷原子样品装入 QUIC 磁阱中进行蒸发冷却，实现 ^{87}Rb 原子的 BEC，并通过 ^{87}Rb 原子和 ^{40}K 原子之间的弹性碰撞，将 ^{40}K 原子同步冷却实现 DFG。

本论文的主要工作有以下几个部分：

- 1, 在原先建立的冷却 ^{87}Rb 和 ^{40}K 原子的激光器系统上进行改进，首先，将原先 TA1 和 TA2 分别由三束光耦合注入放大 (^{87}Rb 原子的冷却光， ^{40}K 原子的冷却光以及再抽运光) 输出用作 MOT1 和 MOT2 的冷却，改为 TA1 由 ^{87}Rb 原子的冷却光注入放大和 TA2 由 ^{40}K 原子的冷却光和再抽运光的耦合光注入放大，然后 TA1 和 TA2 放大输出耦合再分成两束分别用作 MOT1 和 MOT2 的冷却。这样可以避免在放大器中由于两个模式之间的放大竞争造成的 ^{87}Rb 和 ^{40}K 原子冷却光的功率输出不稳定； ^{87}Rb 原子的冷却光全部用于注入，由于耦合而造成的功率损失被避免， ^{40}K 原子的冷却光和再泵浦光耦合时漏掉的光被用于光泵浦阶段的泵浦光，提高了光束的利用率；其次，在实验中我们将两级 MOT 由光纤滤波改为使用 pinhole 进行滤波，由于放大器输出光对光纤的耦合效率比较低，最高只能 60% 左右，这样用于冷却的光功率会

比较低，且存在保偏问题，严重影响了原子的俘获和冷却，改用 pinhole 进行滤波，光斑模式得到改善的情况下，衍射效率也比较高，大约为 90%左右，而且，不存在保偏的问题；采用脉冲光推送的方式，提高了从 MOT1 到 MOT2 原子的传输效率；建立了实现简并费米气体所需要的各种光束，包括探测光，抽运光，再抽运光等；搭建了实验中所需的吸收成像探测系统。

2, 设计并且制作了实验系统中所需的各类电路。在实现量子简并气体的过程中，需要很精确的时序控制，而时序控制的实现需要很多外围的电路，因此在实验中自制了一些外围的电路，主要包括信号隔离电路，机械开关驱动电路，电流源电源开关电路，电流开关电路等，通过这些电路实现了对光场和磁场的计算机控制。

3, 实现了 ⁴⁰K 原子的 DFG 和 ⁸⁷Rb 原子的 BEC。在 MOT2 中重新俘获 ⁴⁰K 原子和 ⁸⁷Rb 原子，通过压缩阱，偏振梯度冷却，光抽运阶段之后，将两种原子装载到四级阱中，然后将原子转移到 QUIC 阱中进行蒸发冷却得到了 ⁴⁰K 原子的 DFG 和 ⁸⁷Rb 原子的 BEC。在实验中理论分析了 BEC 和 DFG 的空间密度分布并对实验结果进行了拟合，得到了 BEC 凝聚体的相变温度为 500nK，凝聚体的原子数目为 10^5 ，⁴⁰K 原子达到量子简并时的粒子数为 7.59×10^5 ，系统的费米温度为 $T_F=961$ nK，且 $T/T_F=0.28$ 。

4, 将 ⁸⁷Rb 原子的 BEC 非绝热地装载到一维的光学晶格中，通过 Kapitza-Dirac 散射测量了一维光学晶格势阱的深度，而且将一维光晶格形成的脉冲相位光栅应用于 ⁸⁷Rb 原子的 BEC，观测到了物质波的 Talbot 效应。

关键词 激光冷却与俘获；磁光阱；玻色爱因斯坦凝聚；量子简并费米气体；一维光晶格；

Abstract

Starting with the observation of Bose-Einstein condensation in single-component bosonic gases and Fermi degeneracy in spin-polarized Fermi gases, the field of ultra-cold quantum gases is rapidly expanding to studies of mixed systems of different atomic species with different statistics, different trapping properties, masses and interaction. The studies of the mixed systems open up the new avenue for the many-body physics, long-range interacting systems, strongly correlated phases and quantum simulation. Especially, when the means of strong, periodic confinement as demonstrated in experiments with optical lattices and the strong resonant interactions which can be produced by Feshbach resonances are applied into this regime, the researches of the Bose-Fermi mixed gases show the beautiful perspective.

The goal of our work is to establish the experimental apparatus for ^{87}Rb BEC and ^{40}K DFG and perform the associated scientific researches. The contribution of this thesis is doing a series of work to realize the quantum degeneracy of ^{40}K and ^{87}Rb , based on the established double-MOT cooling experimental setup, and achieving the BEC of ^{87}Rb and the DFG of ^{40}K . This is the first time to achieve the DFG at home. The experimental protocol: the double-MOT structure is adopted by our lab and the mixtures of ^{40}K and ^{87}Rb are selected as the workhorse. Firstly, fermionic ^{40}K and bosonic ^{87}Rb atoms is simultaneously magneto-optical trapped in collection cell, and then the precooled atoms is pushed into the science cell in which the MOT is performed again. Finally, the cold atoms are loaded into the QUIC trap and the evaporative cooling is performed. Through the above process, the BEC of ^{87}Rb can be achieved, and the DFG of ^{40}K can also be realized by sympathetic cooling with the evaporated ^{87}Rb .

The thesis mainly includes the following parts:

- 1, some improvement has been made about the semiconductor laser system used in the experiment. Firstly, the injection configuration is changed

from the three beams of ^{87}Rb cooling, ^{40}K cooling and repumping injected into TA1 (TA: Tapered amplifier) and TA2 respectively to ^{87}Rb cooling light injected into TA1 and ^{40}K cooling coupled with ^{40}K repumping light injected into TA2, to avoid the instability of the output power; Secondly, the pinhole possessing the coupling efficiency 90% is used for the filter of the beam mode instead of the optical fiber possessing the coupling efficiency 60%, this method increases the power for cooling atoms and polarization-maintaining problem do not exist. Thirdly, the transport efficiency from MOT1 to MOT2 is improved through the way of pulse-loading, and the required beams in the experiment including the probe beam, the pump beam, and repumping beam are set up. Finally, the detection system of absorption image is established.

2, Designing and making all kinds of circuits required for the experiment. The exact experimental sequence is needed in the experiment and the realization of the sequence needs many circuits containing the opto-coupler circuits, driver circuits for the mechanical shutter, and the switch circuits for the current etc. These circuits are self-made and used to the control of the optical field and magnetic field.

3, The BEC of ^{87}Rb and the DFG of ^{40}K are achieved in the experiment. After the magneto-optical trapping of the two species of atoms, the process of compressed MOT, molasses, and optical pump is performed, and then the cold atoms is compressed in the quadrupole magnetic trap and transferred into the QUIC trap. Through the evaporation cooling in the QUIC trap, the quantum degeneracy of Bose-Fermi mixed gases is achieved. The density distributions gained from the absorption images are theoretically analyzed and the experimental date is fitted. The critical temperature for BEC is about 500nK with the atom number 10^5 , and the quantum behavior in the case of ^{40}K is also analyzed.

4, We study ^{87}Rb BEC loading into the pulse of the one-dimensional optical lattice experimentally, in which the lattice is turn on abruptly, held constant for a variable time and then turn off abruptly. The measurement of the depth of the optical lattice is obtained by Kapitza-Dirac scattering. The

temporal matter-wave-dispersion Talbot effect with Rubidium BEC is observed by applying a pair of pulsed standing wave (as phase gratings) with the separation of a variable delay.

Key words: Laser cooling and trapping; Magneto-optical trapping (MOT); Bose-Einstein condensation (BEC); Quantum degenerate Fermi gas (DFG); One-dimensional optical lattice.

目 录

摘 要	I
ABSTRACT	III
第一章 绪 论	1
1.1 玻色爱因斯坦凝聚和量子简并费米气体	1
1.1.1 经典物理学和量子力学对原子运动的描述	1
1.1.2 玻色爱因斯坦凝聚 (BEC)	3
1.1.3 量子简并费米气体 (DFG)	4
1.2 简并量子气体的实验进展	4
1.2.1 Feshbach 共振	5
1.2.1.1 Feshbach 共振的物理机制	5
1.2.1.2 Feshbach 共振在超冷原子研究中的作用	8
1.2.2 光学晶格	11
1.2.2.1 光学晶格的形成	11
1.2.2.2 光学晶格中的多体问题	13
1.3 本文的主要工作	14
第二章 简并量子气体的相关理论	15
2.1 玻色爱因斯坦凝聚体	15
2.1.1 谐振子势阱中的理想玻色气体	16
2.1.2 弱相互作用的玻色爱因斯坦凝聚	17
2.2 简并费米气体	19
2.2.1 谐振子势阱中的理想费米气体	19
2.2.2 谐振子势阱中具有相互作用的费米气体	20
2.3 激光冷却与俘获	21
2.3.1 激光冷却的物理机制	22
2.3.2 激光冷却极限	23
2.3.3 磁光阱	25
2.4 磁阱	28
2.5 蒸发冷却与同步冷却	29

2.5.1	蒸发冷却的理论模型	30
2.5.2	同步冷却	30
第三章	^{40}K 和 ^{87}Rb 原子冷却的实验装置	32
3.1	基本实验技术	32
3.1.1	半导体激光器特性简介	33
3.1.2	外腔光栅反馈半导体激光器	34
3.1.3	注入锁定激光器	36
3.1.4	半导体激光放大器的研制	36
3.1.5	调制转移光谱技术	38
3.1.6	声光调制器 (AOM)	39
3.2	半导体激光器系统	41
3.2.1	半导体激光器的稳频	42
3.2.2	^{87}Rb 和 ^{40}K 的冷却光和再抽运光	45
3.2.3	推送光	51
3.2.4	探测光	52
3.2.5	选态抽运光	52
3.2.6	选态反抽运光	53
3.3	真空系统	54
3.4	钾源的制备	55
3.5	磁阱	57
3.6	吸收成像系统	60
3.6.1	吸收成像原理	60
3.6.2	吸收成像系统	61
3.7	计算机控制系统	62
3.7.1	信号隔离电路	63
3.7.2	光场的计算机控制	65
3.7.3	磁场的计算机控制	68
第四章	^{87}Rb 和 ^{40}K 量子简并气体的实现	72
4.1	双原子磁光阱	72
4.2	压缩磁光阱	76
4.3	偏振梯度冷却	77

4.4	光抽运	77
4.5	磁阱的装载	79
4.6	蒸发冷却	82
4.7	简并费米气体的形成	86
4.7.1	^{87}Rb 玻色-爱因斯坦凝聚体的形成	86
4.7.2	^{40}K 费米量子简并的形成	87
4.7.2.1	理论分析	88
4.7.2.2	量子简并气体 ^{40}K 实验参数的获得	91
第五章	一维光晶格中 BEC 的 Kapitza-Dirac 散射及物质波的 Talbot 效应	95
5.1	一维光晶格势阱深度的测量	95
5.1.1	实验装置	95
5.1.2	理论分析	96
5.1.3	实验结果	97
5.2	BEC 物质波的 Talbot 效应	98
5.2.1	理论分析	99
5.2.2	实验结果	99
5.3	三维光晶格的实验进展	101
	全文总结与展望	104
	参考文献	107
	博士研究生期间完成的学术论文	121
	致谢	122

第一章 绪论

激光冷却技术^[1-4]在物理学中开辟了一个新的研究领域——超冷原子物理研究。通过激光冷却可以把原子样品的温度冷却到微开尔文 (μK) 数量级。磁光阱 (MOT) 技术^[5,6]进一步推进了这项研究工作, 可以在真空气室中俘获大量数目的冷原子。以冷原子样品作为工作介质, 可以开展许多方面的研究工作, 如原子钟^[7,8]等等。在激光冷却与俘获的基础上, 通过蒸发冷却^[9]可以得到更低的温度, 达到纳开尔文 (nK) 数量级, 使原子样品进入到量子简并区域。这时原子的运动不能再用经典的物理概念来描述, 必须采用量子力学来描述, 即把原子看作一个波矢。1995 年, 物理学家成功地将玻色气体冷却到了量子简并状态, 得到了玻色爱因斯坦凝聚体 (BEC)^[10-12]。E.Cornell, W.Ketterle 和 C.Wieman 三人因此荣获了 2001 年度的 Nobel 物理学奖。BEC 实现后不久, 人们又展开了对费米子冷却的实验研究。1999 年 Jin 小组^[13]报道实现了 ^{40}K 原子的简并费米气体 (DFG), 首次将费米原子冷却到简并区域。本文的工作主要是在原先建立的 ^{40}K 和 ^{87}Rb 两级磁光阱冷却的实验装置基础上构建了一套实现量子气体简并的实验装置, 并在此装置上实现了 ^{87}Rb 原子的玻色爱因斯坦凝聚和 ^{40}K 原子的简并费米气体。本文对这一部分工作做了详细的总结。

1.1 玻色爱因斯坦凝聚体和量子简并费米气体

我们知道, 按照自旋的不同, 自然界中的粒子可以分成玻色子和费米子。玻色子的自旋为整数, 典型的玻色子如光子等, 其自旋为 1; 费米子的自旋为半整数, 典型的费米子如电子、质子、中子等, 它们的自旋为 $1/2$ 。判断一个复合粒子是玻色子还是费米子, 要看它包含的所有基本粒子的自旋之和, 如果和是整数, 就是玻色子; 反之, 如果和是半整数, 就是费米子。譬如, ^{87}Rb 原子, 质子数, 核外电子数, 中子数分别是 37, 37 和 50, 所有基本粒子的自旋之和是整数, 所以 ^{87}Rb 是玻色子。又如 ^{40}K , 质子数, 核外电子数, 中子数分别是 19, 19 和 21, 所有基本粒子的自旋之和是半整数, 所以 ^{40}K 是费米子。 ^{87}Rb 和 ^{40}K 是我们系统中用到的两种原子。

1.1.1 经典物理学和量子力学对原子运动的描述

在经典物理学中, 对一个物体的描述通常要用速度, 位置, 能量等物理量。这

些量都具有确定的值，也就是说物体的运动状态是可以完全确定的，只要知道了物体的初始状态，就可以根据经典物理学的规律计算出今后任意时刻物体的运动状态。经典物理学的适用范围是宏观低速运动的物体。对于微观世界的物理现象，经典物理学无法给出合理的解释，这时候要用到量子力学。在量子力学中，一个微观粒子的运动用波函数来描述，经典力学中的概念也不再适用于微观粒子，取而代之的是算符。

任何微观粒子都具有波粒二性象。原子在温度 T 时的得布罗意波长可以表示为：

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{\sqrt{2\pi m K_B T}} \quad (1.1)$$

T 是原子系统的温度， m 是原子的质量。在温度比较高时，原子的德布罗意波长很短，大大小于原子之间的平均距离，原子的运动可以当作经典粒子来处理，如图 1.1 (A) 所示。当温度逐渐降低时，德布罗意波长逐渐增大。温度降低到一定程度，原子的波动性就显现出来，此时原子的行为就象一个一个波包，如图 1.1 (B) 所示。当温度继续降低，达到某一临界值时，原子的德布罗意波长与原子之间的距离相等，如果温度继续降低，这些波包就会交叠起来，形成物质波，我们说系统进入到了量子简并区域。

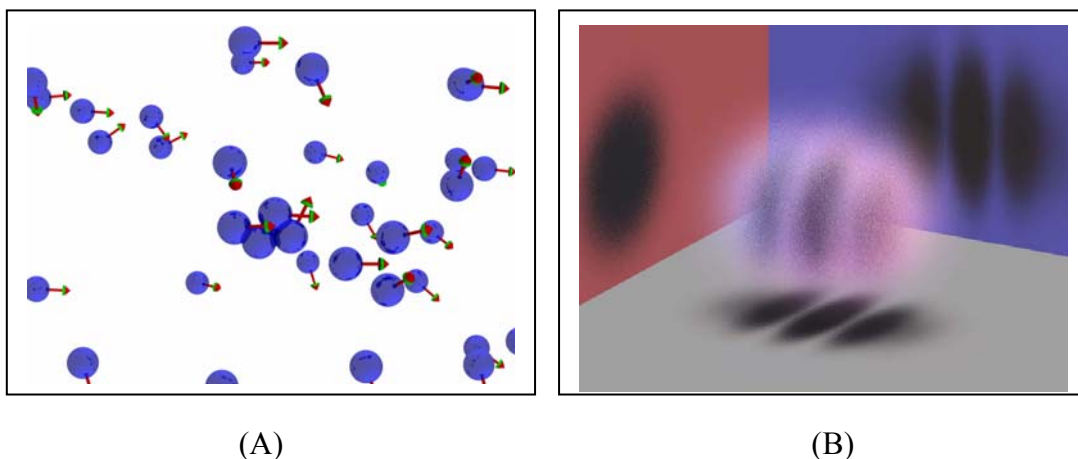


图 1.1 (A) 在温度比较高时，原子表现出经典的粒子性。(B) 在温度很低时，原子表现出波动性^[14]。

通常用相空间密度来表征原子气体的量子简并程度，定义为在同一个量子态下原子的平均占有数，表示为：

$$\rho = n\lambda_{dB}^3 \quad (1.2)$$

当 $\rho \sim 1$ 时，量子简并开始出现。在简并区域，量子统计规律对系统的性质起决定作

用，玻色系统与费米系统会表现出截然不同的量子统计结果。玻色子遵守玻色-爱因斯坦统计规律，在温度很低的情况下，在无相互作用或弱相互作用的原子系统中，大量的原子可以同时处在系统的基态上，形成 BEC；费米子受泡利不相容原理的限制，遵守费米-狄拉克统计规律，即不可能有两个相同的原子处在同一个量子态上，在温度很低的情况下会形成费米海，如图 1.2 所示。

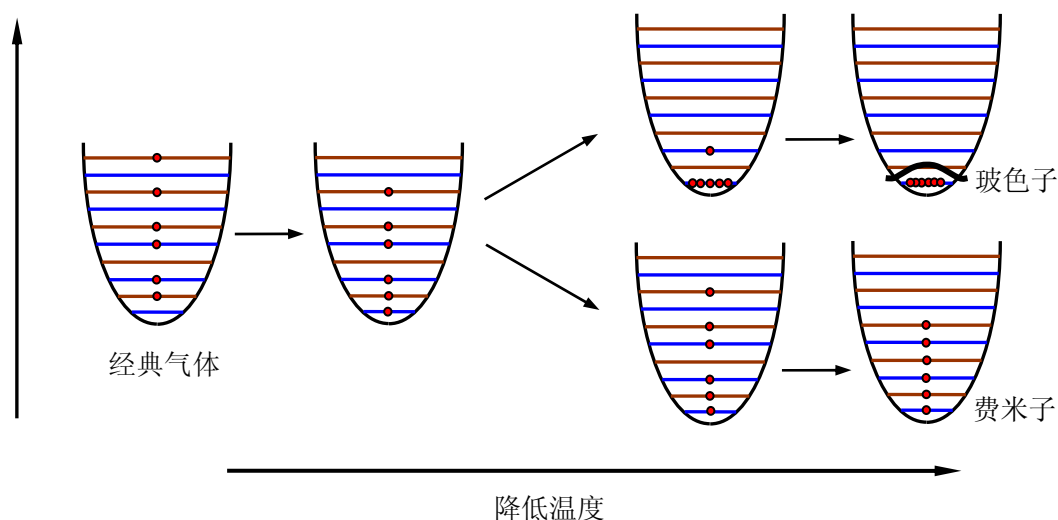


图 1.2 玻色子与费米子随着温度的降低，表现出不同的量子统计结果。

1.1.2 玻色爱因斯坦凝聚 (BEC)

在自然界中，物质存在着不同的相，改变系统的状态参量诸如压强和温度，可以使物质在不同的相之间发生转变。升高温度可以让固体熔化，液体汽化，永磁体退磁等等。除了固体，液体，气体和等离子体，BEC 被认为是物质的第五相。形成 BEC 的过程本质上是一个相变过程，相变发生的临界条件是相空间密度 $\rho \geq 2.612$ 。图 1.3 形象地描绘了 BEC 的形成过程。在温度很低时，原子表现出经典的粒子性，随着温度的降低，波动性越来越明显，当达到相变条件时，会形成 BEC，在绝对零度时，形成纯的 BEC。

稀薄原子气体中原子之间的相互作用很弱，可以对这个系统进行操控。自从 1995 年稀薄原子气体 BEC^[16,17] 实现之后，一直是研究的热点。到目前为止，除了 Fr 以外的所有碱金属原子都实现了 BEC，另外，在 H^[18]，Yb^[19]，Cr^[20]，亚稳态 He^[21] 和弱束缚作用的 Li₂ 分子^[22,23] 和 K₂ 分子^[24] 中也实现了 BEC。不同的原子样品有不同的优点，可以为研究相关问题提供实验平台。碱金属原子的结构比较简单，使其成为实验中采用比较多的原子，比如 ⁸⁷Rb 和 ²³Na 原子具有“好”的散射长度，使它们成为

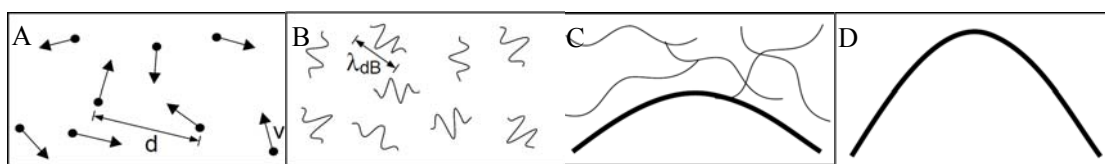


图 1.3 理想玻色子在不同温度时的特性。A 在高温时，气体可以看作是质点系统。B 在温度足够低时，原子必须用量子力学的波矢概念描述。C 当原子波矢的大小与原子之间的平均距离可比拟时，波矢将发生重叠，会发生 BEC 相变。D 在绝对零度，所有的原子都处在系统的基态上，形成纯的 BEC，可以用一个波函数进行描述。^[15]

最早实现 BEC 的原子， ^{133}Cs 原子在中等强度磁场处，同时存在宽的和窄的 Feshbach 共振线，可以精确的控制原子之间的相互作用。亚稳态 He 原子具有较大的内能，可以进行单原子探测，Cr 原子具有较大的磁矩，可以用来研究量子气体中的偶极效应，等等，使得这些原子都被用于实验中并且都实现了 BEC。

1.1.3 量子简并费米气体 (DFG)

BEC 实现之后，人们转而进行费米子的冷却实验。对费米气体冷却的研究更有意义，因为构成物质世界的基本粒子，电子，质子和中子都是费米子。但由于泡利原理的限制，对费米子的冷却比实现 BEC 的困难更大。在 BEC 实现四年之后，即 1999 年，JILA 的 Jin 小组^[13]首先实现了费米原子 ^{40}K 的量子简并，他们对 ^{40}K 原子进行了磁光阱冷却与俘获，然后把冷却的原子样品装入磁阱中进行蒸发冷却，通过 ^{40}K 原子两个不同的自旋态 $\langle 9/2, 7/2 \rangle$ 和 $\langle 9/2, 9/2 \rangle$ 之间的相互碰撞，将费米原子 ^{40}K 冷却到简并状态，得到了温度 $T = 0.5T_F$ 的简并气体，紧接着世界各地的研究小组也在这一新的领域迅速取得了进展，这些进展包括玻色费米混合气体，具有强相互作用的费米费米自旋混合气体，费米子二聚物的玻色爱因斯坦凝聚体，Bardeen-Cooper-Shrieffer (BCS)型的超流，BEC-BCS 渡越区域，玻色费米异核分子以及原子芯片上的简并费米气体等。到目前为止，使用的原子主要是 ^6Li ^[25-33]， ^{40}K ^[13,34-38]， ^3He ^[39] 和 ^{173}Yb ^[40]。

1.2 简并量子气体的实验进展

超冷原子气体中玻色爱因斯坦凝聚和简并费米气体的实现掀起了原子与分子物理研究的新篇章。近几年，超冷原子研究主要在两大方面有较快发展。一是通过 Feshbach 共振技术来调节原子之间的相互作用力；一个是利用光学晶格来产生强的

周期性势阱，通过改变势阱的深度来调节原子之间的相互作用强弱。这两大技术或独立或联合，可以在实验上使非常稀薄的原子气体进入到强相互作用区域。过去对强相互作用物理的研究主要集中在凝聚态物质和量子流体上，很少会想到气体系统也可以表现出强相互作用。现在，通过 Feshbach 共振技术或者光学晶格，可以在超冷原子系统中研究强相互作用和多体问题。下面对这两种技术进行一个概述。

1.2.1 Feshbach 共振

Feshbach 共振是超冷原子物理研究中重要的操控工具之一，它极大地促进了这一领域的发展。利用 Feshbach 共振可以改变原子之间的相互作用进而控制原子系统的性质。Feshbach 现象是物理学家 H.Feshbach^[41,42]在原子核物理研究中首先发现的。1976 年, Stwalley^[43]在研究低温和高磁场条件下的自旋偏振氢原子系统的稳定性时指出，在自旋偏振氢原子和氘原子散射中存在着磁场调节的 Feshbach 共振线，共振线附近的非弹性碰撞会增强，为了保持系统的稳定性，应该避免使系统处在 Feshbach 共振线附近。1993 年, Tiesinga^[44]指出可以利用碱金属原子系统中存在的 Feshbach 线来改变超冷原子之间相互作用的强弱和性质。1998 年, Ketterle 小组^[45]首先在钠原子系统中观测到了 Feshbach 共振现象，现在，观察到 Feshbach 共振现象的系统有：1, 单一原子种类的碱金属系统, ${}^6\text{Li}$ ^[46-48], ${}^7\text{Li}$ ^[49,50], ${}^{39}\text{K}$ ^[51], ${}^{40}\text{K}$ ^[52], ${}^{41}\text{K}$ ^[51], ${}^{85}\text{Rb}$ ^[53], ${}^{87}\text{Rb}$ ^[54], ${}^{133}\text{Cs}$ ^[55]; 2, 非碱金属原子系统, ${}^{52}\text{Cr}$ ^[56]; 3, 混合原子系统 $\text{Rb}+\text{K}$ ^[57,58], $\text{Na}+\text{Li}$ ^[59], $\text{Li}+\text{K}$ ^[60], $\text{Li}+\text{Rb}$ ^[61]。Feshbach 共振已经用在一系列的实验中，如超精细光谱，BECs 的扩散与塌缩，明亮物质波孤子的产生，超冷分子的形成，分子 BEC 的实现，超冷费米气体中的费米对凝聚等等。

1.2.1.1 Feshbach 共振的物理机制

在量子力学中，两个相对运动粒子发生的碰撞称为散射。对于散射问题，通常将两个粒子的波函数展开成球面分波的形式进行理论处理，每一个分波用角动量量子数 l 表征。两个理想的玻色子（费米子）系统，其波函数是对称（反对称）的，所以只有偶数（奇数）分波散射可以发生。在低能条件下，对于玻色系统，只考虑 S 波散射，即 $l=0$ 。 S 波散射是各向同性的，散射前后的 S 波只差一个相移因子 δ_0 ，在碰撞能量为 0 的极限条件下，用散射长度 a 表征 S 波散射， a 定义为

$$a = \lim_{k \rightarrow 0} \frac{\tan \delta_0(k)}{k} \quad (1.3)$$

k 是相对运动原子的波矢。碱金属原子 S 波散射长度 a 的典型数值是 $10 \sim 100a_0$, a_0 是玻尔半径。对于两个理想的玻色子, 碰撞截面是:

$$\sigma_{el} = \frac{8\pi a^2}{1+k^2 a^2} \quad (1.4)$$

(1.4) 式有两个极限情况, 1, 当散射长度很大时, 即 $ka \gg 1$, 碰撞截面 $\sigma_{el} = 8\pi/k^2$, 这种情况叫做 unitarity 极限。2, 当散射长度很小时, 即 $ka \ll 1$, 碰撞截面 $\sigma_{el} = 8\pi a^2$ 。在其他条件下, 散射长度 a 并不一定保持常数, 可以通过外部的磁场来调节散射长度, 既可以控制 a 的大小, 也可以改变 a 的符号 (改变原子之间相互作用力的性质), a 从负值改变到正值, 原子之间的作用力由吸引力变到排斥力, 这就是 Feshbach 共振。

Feshbach 共振原理如图 1.4 所示, 两个原子之间的相互作用, 当两原子之间的距离 r 很小时, 表现为很强的排斥作用; 当 $r \rightarrow \infty$ 时, 原子之间有很弱的吸引作用, 其大小与原子间距离 r 的六次方成反比, $-C_6/r^6$, 这就是范得瓦尔斯力。要解释 Feshbach 现象, 还必须考虑原子的内部结构。超冷原子实验中原子通常具有自旋结构, 电子的轨道角动量 L 与自旋角动量 S 耦合得到角动量 J , J 与原子的核自旋 I 耦

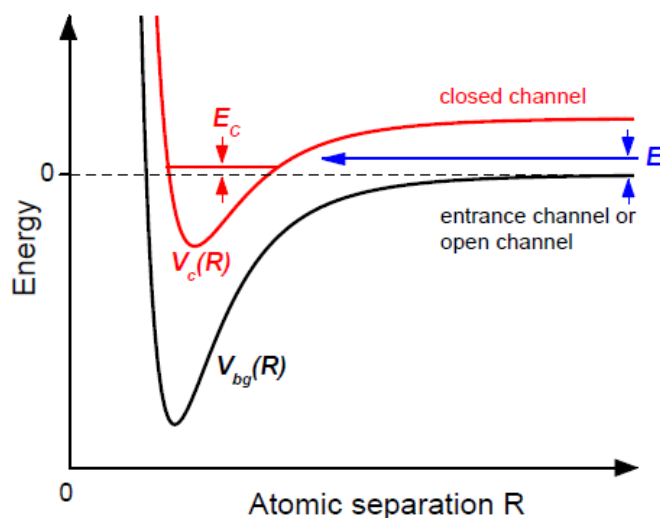


图 1.4 Feshbach 共振原理示意图。如果在开通道发生碰撞的两个粒子的能量 E 与闭通道内的分子态的能量 E_c 相等时, 会发生 Feshbach 共振。在超冷碰撞条件下 $E \rightarrow 0$, 可以通过外部磁场调节 E_c [62]。

合得到总角动量 F 。两个碰撞原子之间的相互作用势, 是由每一个原子的内部量子态决定的, 代表一个散射通道。由于原子的超精细结构, 不同的散射通道具有不同的能量, 如果一个通道的能量少于碰撞系统的总能量, 这样的通道叫做开通道。如

果一个通道的能量大于碰撞系统的能量，这样的通道叫做闭通道，可以存在分子态，当具有分子态的闭通道与自由原子的开通道在能量上接近时，即使很弱的耦合也会导致两个通道强烈混杂，散射态与束缚态具有不同的磁矩，可以通过外部磁场来改变能量差，这就是磁场调节的 Feshbach 共振。磁场调节的 Feshbach 共振可以用一个函数关系式表示^[63]， S 波散射长度 a 是磁场 B 的函数：

$$a = a_{bg} \left(1 - \frac{\Delta}{B - B_0} \right) \quad (1.5)$$

a_{bg} 表示在开通道内的原子之间的背景散射长度，是远离共振处的值。 B_0 是 Feshbach 共振位置处的磁场值，在 B_0 处，散射长度是发散的， $a \rightarrow \pm\infty$ ； Δ 是 Feshbach 共振的磁场宽度。 a_{bg} 和 Δ 可以是正值，也可以是负值，当磁场 $B = B_0 + \Delta$ 时，散射长度 a 过零点，如图 1.5 (a) 所示。

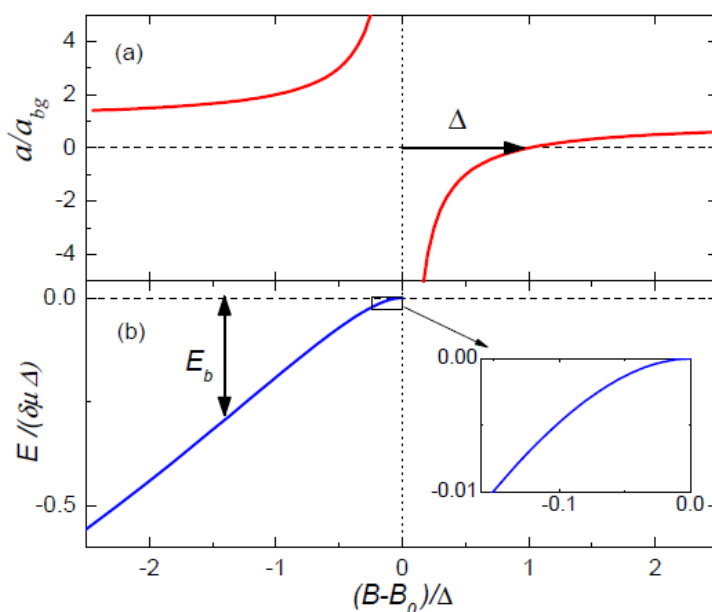


图 1.5 在磁场调节的 Feshbach 共振线附近，散射长度 a (a) 和分子态能量 E (b) 随磁场变化示意图。图(b)画出了在 B_0 附近，束缚分子态的能量相对于两个自由粒子动能的变化关系，在 $a > 0$ 且很大的地方，分子态的能量接近于两个自由粒子的能量，在远离共振磁场的地方，分子态的能量与磁场成线性关系。^[62]

实验上确定 Feshbach 共振线的方法主要有：观察原子的非弹性碰撞损失；原子的弹性碰撞；辐射谱和结合能等等。其中，非弹性损失是最常用的探测手段，在

Feshbach 共振线附近，由于三体复合，会使得原子的非弹性损失显著增强。

1.2.1.2 Feshbach 在超冷原子研究中的作用

Feshbach 共振目前广泛地应用在超冷原子研究中。在所有的碱金属原子系统中都观察到了 Feshbach 共振现象。最近五、六年，对非碱金属原子系统和碱金属原子混合系统的研究进展很快。在 Cr 原子系统以及不同种类碱金属原子的混合气体中也观察到了 Feshbach 共振现象。在简并气体系统中，通过 Feshbach 共振调节原子之间的相互作用力的性质和强弱，对系统进行操控，可以产生许多有趣的物理现象，这一方面的实验包括玻色系统，费米系统和混合系统。玻色系统与费米系统在 Feshbach 共振处具有不同的特性。玻色气体在 Feshbach 共振处，三体碰撞的增强会导致原子数的大量损失，从而限制对玻色气体的调节能力。与之相反，费米气体在 Feshbach 共振处是稳定的。Feshbach 可以控制不同超流区域内的费米对的特征。Feshbach 共振对超冷原子的操控主要在以下几个方面：

一，实验上对玻色系统进行操控，这主要集中在以下四点。

1，控制气体中原子的碰撞性质，使一些原子实现 BEC 凝聚。有一些原子具有“好”的散射长度，如 ^{87}Rb 和 ^{23}Na ，不需要外部控制就可以实现 BEC。另外一些原子没有“好”的散射长度，如 ^{85}Rb ， ^{133}Cs ， ^{39}K ，很难实现 BEC。通过 Feshbach 共振技术来改变原子之间的碰撞性质可以使这些原子实现 BEC。那么，什么是“好”的散射长度呢？第一， a 应该是正值，不能是负值。因为负值表示原子之间是吸引力，当发生 BEC 相变时，BEC 的原子数超过某一个很小的值就会发生坍塌；如 ^7Li ， $a = -27a_0$ ， a 的值很小并且是负值，所以蒸发冷却得到的原子数始终只有几百个^[64,65]。后来，在光阱中进行的实验^[66]，利用 ^7Li 原子 $f=1$ ， $m_f=1$ 态在 736G 磁场处的 Feshbach 共振线来改变散射长度 a ，使 a 在 $40a_0$ 与 $200a_0$ 之间变化，蒸发冷却得到 BEC 的原子数目是 3×10^5 个。同样， ^{85}Rb 原子的背景散射长度 $a_{bg} = -443a_0$ ，在实现 BEC 的实验中，也是利用了 ^{85}Rb 原子在 $f=2$ ， $m_f=-2$ 态在 155G 磁场处的 Feshbach 共振线^[67]。第二， a 不能太小，在实现 BEC 的过程中，要进行蒸发冷却，让能量较大的原子逃逸出磁阱，剩余的能量较低的原子通过相互碰撞重新达到热平衡，理想玻色子之间的弹性碰撞截面是 $8\pi a^2$ ，要保障蒸发冷却能够有效进行， a 就必须有一定的值。第三， a 也不能太大，在蒸发过程中三体复合会引起原子数迅速损失，三体复合损失与 a^4 成比例。综合考虑这些因素，实验中一个“好”散射长度值介于几十到几百倍的玻尔半径 a_0 。因此，通过 Feshbach 共振技术，可以让一些没有

“好”的散射长度的原子实现 BEC。

2, 对 BEC 进行控制。对于弱相互作用的碱金属气体, 平均场理论可以很好的解释实验现象, 平均场理论下一章会详细介绍, 简单地说, 凝聚体的波函数 Φ 满足的 G-P 方程为:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Phi(r, t) = \left(-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V_{ho}(r) + g |\Phi(r, t)|^2 \right) \Phi(r, t) \quad (1.6)$$

$V_{ho}(r)$ 表示外势场, 原子之间的相互作用用平均场表示 $V_{mf} = g |\Phi(r, t)|^2$, 其中 $g = 4\pi\hbar^2 a/m$, $n = |\Phi(r, t)|^2$ 表示原子数密度。在 Thomas-fermi 极限下, BEC 的 Thomas-Fermi 半径和原子数密度峰值 n_0 与 a 的关系是: $r_{TF} \propto a^{1/5}$, $n_0 \propto a^{-3/5}$ 。因此可以通过 Feshbach 共振来控制 BEC 的性质, 最近, Popp 等人^[68]在 ^{85}Rb BEC 中利用 Bragg 光谱法观察到了超越平均场的特性。

3, 控制 BEC 的塌缩与明亮孤子的产生。对于散射长度 a 是负值的 BEC, 原子之间的作用是吸引力, 这可以引起 BEC 的塌缩产生明亮的物质波孤子^[66,69]。

4, 实现无相互作用的 BEC。在 Feshbach 共振线附近, 散射长度会从正值变化到负值, 因此可以实现无相互作用的理想气体的 BEC, ^7Li , ^{39}K , ^{85}Rb , ^{133}Cs 等原子的 BEC 是实现无相互作用 BEC 的很好的选择, 他们的散射长度 a 的绝对值都可以通过 Feshbach 共振调节达到 a_0 或者小于 a_0 。

二, 超冷费米气体实验中, Feshbach 共振是研究强相互作用区域多体问题的基本工具。当原子之间的散射长度超过原子之间的距离时, 系统就进入强相互作用区域, 可以与物理学许多研究领域的基本问题联系起来, 诸如高温超导, 核物质, 中子星, 夸克胶子等离子体等等。2002 年, Loftus 等人^[70]首次在费米气体中观察到 Feshbach 现象, 同年, O'Hara 等人^[71]首次实现了强相互作用的费米气体, 随后的研究进展很快, 取得了许多振奋人心的研究成果。实验上, Feshbach 共振对费米气体的操控主要在两个方面。

1, 分子 BEC 的形成。

2003 年, Ketterle 小组^[22], Grimm 小组^[23]和 Jin 小组^[24]分别利用 Feshbach 共振技术使处于量子简并下的费米子结合成分子, 经过蒸发冷却形成了分子 BEC。

2, BCS-BEC 渡越区域和费米超流的研究

在两组份费米气体中, 利用 Feshbach 共振可以研究不同区域内的费米对与超流。在 $a > 0$ 的一侧, 成对可以理解成分子的形成, 超流是分子 BEC 导致的结果。在 $a < 0$ 的一侧, 成对是多体效应, 系统在零度时的基态是费米超流。在弱相互作用极限,

可以用 BCS 理论来解释。在 BEC 和 BCS 之间有一个强相互作用的渡越区域，称之为 BEC-BCS 渡越区域。目前对这一区域的物理机制还不是很清楚，理论解释也遇到很大困难，现在利用费米气体的可操控性和 Feshbach 共振技术可以连续地从 BEC 超流体变化到 BCS 超流体，定量地研究 BEC-BCS 渡越区域的问题，

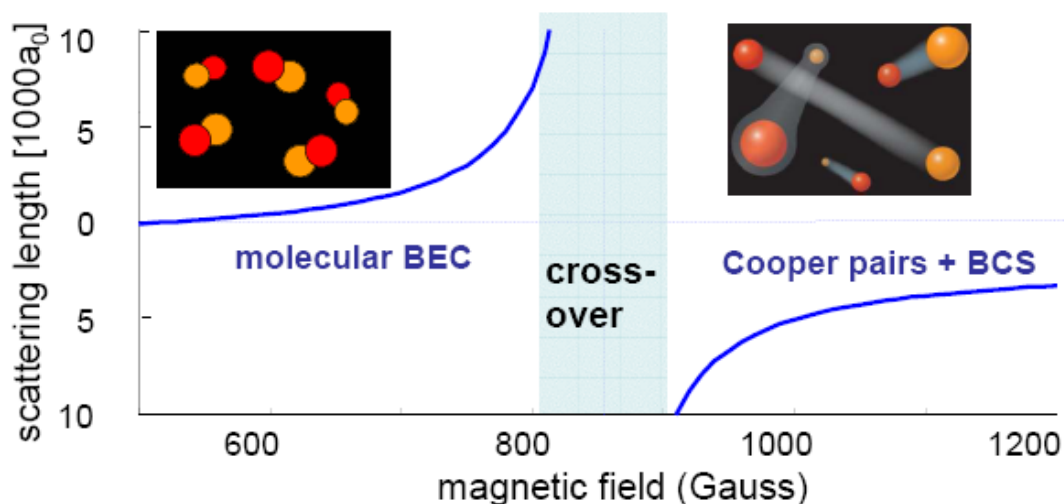


图 1.6 BEC-BCS 渡越区域示意图。通过 Feshbach 共振技术控制费米原子之间的相互作用的强弱，可以连续地从强相互作用区（分子态）变化到弱相互作用区（库珀对）。当温度足够低时，这对应着从 BEC 超流体到 BCS 超流体的连续变化。

三，对混合系统进行操控

最近几年，对混合气体的研究逐渐增多。超冷混合气体展现了许多在单组份实验中没有的现象，早期对混合气体的研究使用的是同一种原子的不同同位素。随后的进展朝着不同元素混合物的方向发展。简并玻色-费米混合气体已经在 $^{23}\text{Na}+^6\text{Li}$ 与 $^{87}\text{Rb}+^{40}\text{K}$ 系统中产生。 $^{133}\text{Cs}+^6\text{Li}$ 系统中也进行了同步冷却。第一个 $^{87}\text{Rb}+^{41}\text{K}$ 玻色子混合物的双 BEC 由 Florence 的小组实现。 $^{85}\text{Rb}+^{87}\text{Rb}$ 系统中的双 BEC 之间的相互作用可以通过单组分的 Feshbach 共振进行控制。

混合系统的最大优点是可以进行量子多体问题的研究。通过 Feshbach 共振调节不同种类原子之间的相互作用，研究不同区域内的量子相变。

四，超冷 Feshbach 分子的研究

另外一个研究多体问题的途径是形成不同原子种类的 Feshbach 分子，这种分子具有较大的电偶极矩，会产生很强的偶极作用，可能会比磁偶极作用大好几个数量级，可以开展许多研究工作，最近，在实验上产生了强束缚的 Feshbach 分子^[72]和旋

转振动基态分子^[73,74]。

1.2.2 光学晶格

光学晶格和超冷原子是光学研究中的两个不同分支，它们的结合为研究多体问题提供了另外一种选择。将处于量子简并的玻色气体或者费米气体装载到光学晶格中，可以形成周期性势阱中的量子多体系统，用来探测非线性波动特性，强关联的量子相变，建立量子逻辑门，进行量子信息处理等等^[75,76]。

Feshbach 共振技术和光学晶格技术都可以改变原子之间的相互作用力，但是光学晶格的许多优点是 Feshbach 共振没有的。2000 年，Cornish 等人^[77]首次从实验上在稀薄原子气体中实现了强耦合区域，他们使用 ^{85}Rb 原子，通过磁场调节的 Feshbach 共振实现了 BEC，进入到强相互作用区域，但是由于散射长度的增加引起三体复合损失增强，导致 BEC 的寿命极大地降低。与此同时，Hänsch 小组^[78]采用光学晶格的方法，避免了 BEC 寿命降低的问题，他们把 BEC 装载到光学晶格中，实现了 BEC 从超流态到 Mott 绝缘体的转变，这是一种可逆相变，有可能用于量子信息的存储和量子计算。另外，用光学晶格可以实现低维原子气体，观察到新的相变。2004 年，Kinoshita^[79]和 Paredes^[80]等人观察到了一维的 Tonks-Girardeau 气体。2006 年，Hdizibabic^[81]等人在二维光学晶格中，观察到了一个正常相变与准长程序之间的 Kosterlitz-Thouless 渡越区域。最近，Robert Jordens 等人^[82]在实验上观察到了光学晶格中费米气体的 Mott 绝缘态。

1.2.2.1 光学晶格的形成

激光俘获冷原子的物理机制是原子在光场中会受到偶极力的作用。偶极力是原子的感应偶极矩与外电场之间的相互作用力。在激光场中，振荡的电场可以使原子产生一个振荡的偶极矩，这个偶极矩又会与引起它的电场产生作用，从而对原子形成势阱，这就是光学偶极阱，可以表示为：

$$V_{dip}(r) = -d \cdot E(r) \propto \alpha(\omega_L) |E(r)|^2 \quad (1.7)$$

$\alpha(\omega_L)$ 是原子的极化率， $I \propto |E(r)|^2$ 是激光场的强度， $E(r)$ 是在位置 r 处的电场振幅。为了避免由于共振激发导致的自发辐射对俘获的不利影响，通常光场远失谐于原子的共振频率。这样的势阱可以看作保守力阱。对原子可以产生吸引力，也可以产生排斥力。当激光频率 ω_L 小于原子的共振频率 ω_0 时，是吸引力；当 $\omega_L > \omega_0$ 时，是排斥力。

两束反向传播的激光束在空间重合，通过干涉会形成一系列周期为 $\lambda/2$ 的驻波，这种具有周期性结构的光学驻波就是光学晶格。通常，让两束激光之间有一个小的夹角，即不是严格平行对射，这样可以产生周期比较大的光学晶格。对于高斯光束，所形成的光学晶格的俘获势阱可以表示成：

$$V(r, z) \simeq -V_0 e^{-2r^2/w^2(z)} \sin^2(kz) \quad (1.8)$$

其中 $k = 2\pi/\lambda$ 是激光的波矢， V_0 是晶格势阱的最大深度，可以通过改变激光束的强度进行调节，通常用原子的反冲能量 E_r 做单位， $E_r = \hbar^2 k^2 / 2m$ ， m 是原子的质量。

由于两激光束的干涉，当两激光束的功率与光斑大小完全相等时， $V_0 = 4V_{trap}$ 。

二维光学晶格可以用两束不同方向的驻波叠加产生，通常这两列驻波取正交方向。两个偏振矢量正交不会形成干涉，因此二维光学晶格只是两个方向的一维晶格的相加。在这种晶格中，原子被俘获在一维管状的阵列中，如图 1.7 (A) 所示。沿着细管的方向，俘获频率很低，在实验上，典型值是 $10 \sim 100\text{Hz}$ ，而在径向方向，俘获频率很高，可以达到 100KHz 。在晶格很深时，原子只能沿着细管运动，因此可以实现中性原子的量子线，研究一维条件下的强关联气体^[83-85]。

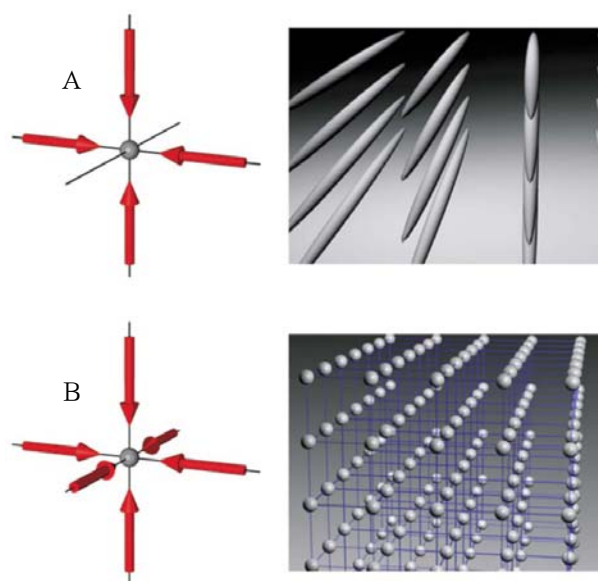


图 1.7 二维与三维光学晶格示意图。(A) 二维光学晶格由两列驻波叠加形成，产生一维管状的光学势阱，用来俘获原子。(B) 三维光学晶格由三列驻波叠加形成，产生三维光学晶格，每个格点可以用谐振子势表示^[86]。

同理，三维光学晶格用三列驻波叠加产生，形成三维空间点阵结构，如图 1.7 (B) 所示。最简单的情况是三列驻波彼此独立，形成不同驻波的激光束之间相互没有干

涉，可以通过采用三列驻波的偏振方向彼此正交，激光频率相互略有失谐形成。所形成的晶格势阱可以表示为：

$$V_p(x, y, z) = V_0 (\sin^2 kx + \sin^2 ky + \sin^2 kz) \quad (1.9)$$

对晶格比较深的格点，近似一个谐振子势阱，原子会被紧紧的俘获在一个个的格点中，俘获频率可以达到100KHz。这种光学晶格具有很强的操控性，比如可以独立地改变势阱沿不同方向的深度，势阱的几何形状也可以通过改变激光束的角度进行控制，产生不同形状的光格子。

除此之外，现在实验上还有自旋相关的光学势阱^[87,88]，即对于原子的不同自旋态，势阱的深度不同，以及由双阱阵列形成的超晶格结构^[89-91]，在这种势阱中，如果每一个双阱中装入两个原子，可以用来模拟电子的双量子点系统，实现量子比特和量子逻辑门。

1.2.2.2 光学晶格中的多体问题

光学晶格中的超冷气体能够用来研究多体问题，在这一方面，非常成功的理论是 Hubbard 模型^[92]。玻色系统 Bose-Hubbard 模型的哈密顿量是：

$$\hat{H} = -J \sum_{\langle i, j \rangle} \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_j + \frac{U}{2} \sum_i \hat{n}_i (\hat{n}_i - 1) + \sum_i \varepsilon_i \hat{n}_i \quad (1.10)$$

其中第一项是动能项，表示相邻光格子 $\langle i, j \rangle$ 之间的隧穿耦合， \hat{a}_i^\dagger (\hat{a}_i) 表示在第 i 个格点中产生（湮灭）一个粒子；第二项表示格点内原子之间的相互作用 U ， \hat{n}_i 是第 i 个格点内的粒子数。只有当两个粒子处于同一个格点时，它们才能产生相互作用 U 。对于势阱中的中性原子，这种假设是合理的。这个系统有两个极限，1，相对与动能，原子之间的相互作用很弱，即 $U/J = 1$ ，原子可以处于任何一个格点中，系统可以产生 BEC。每一个格点中的原子数服从泊松分布。如果把原子突然从光晶格中释放，可以观察到物质波的干涉图样。2，如果原子之间的相互作用很强，即 $U/J \gg 1$ ，系统是 Mott 绝缘态，原子被限制在单个格点中，每一个格点中的原子数是固定的。系统不能用一个宏观物质波描述，如果把原子从光晶格中释放，观察不到物质波的干涉。

费米子的 Hubbard 模型的哈密顿量表示为：

$$\hat{H} = -J \sum_{\langle i, j \rangle \sigma} (\hat{a}_{i\sigma}^\dagger \hat{a}_{j\sigma} + h.c.) + U \sum_i \hat{n}_{i\uparrow} \hat{n}_{i\downarrow} + \sum_i \varepsilon_i \hat{n}_i \quad (1.11)$$

比较玻色子与费米子 Hubbard 模型的哈密顿量，可以看出相互作用项具有不同的形

式，在费米系统中，只有两个不同自旋态的原子才能占据同一个格点，产生相互作用能 U 。

1.3 本文的主要工作

本论文是在量子光学与光量子器件国家重点实验室，山西大学光电研究所，玻色与费米混合气体冷却研究室完成的。

本论文的结构如下：

第二章，讲述简并量子气体的基本理论，包括玻色爱因斯坦凝聚与简并费米气体理论。对实现简并量子气体的实验技术进行简单的理论讲述。

第三章，讲述实现 ^{40}K 和 ^{87}Rb 量子简并气体实验系统的实验装置。包括激光冷却和俘获两种原子的激光器系统，以及再此基础上对原有激光器系统的改进，介绍了为了实现简并费米气体所建立的各种光路系统（探测光，抽运光，再抽运光等），以及实验中所需的吸收成像探测系统，简单介绍了一下真空系统，钾源，以及磁阱，并对实验中为了实现计算机控制所自制的电路进行了描述。

第四章，讲述实现 ^{40}K 原子 DFG 和 ^{87}Rb 原子 BEC 的实验过程以及一些实验参数，并对获得的结果进行了理论分析。

第五章，讲述将 ^{87}Rb 原子的 BEC 非绝热地装载到一维的光学晶格中，通过 Kapitza-Dirac 散射测量一维光学晶格势阱的深度，而且将一维光晶格形成的脉冲相位光栅应用于 ^{87}Rb 原子的 BEC，观测到了物质波的 Talbot 效应，以及对现阶段完成的实验工作做一个简单的介绍。

第二章 简并原子气体的相关理论

1995 年 BEC 实现之后,大量的实验工作集中在对 BEC 性质的研究上,主要包括对 BEC 超流特性的研究,物质波的干涉,原子激光的相干性,孤子的传输,自旋 BEC 的实现, Mott 绝缘相变, Bloch 振荡等方面。在理论方面,这一时期的研究重点集中在具有弱相互作用玻色气体的 Gross-Pitaevskii 理论,该理论是一个非线性平均场理论,能够很好地解释在 BEC 中观察到的实验现象和测得的实验数据。由于这一研究领域的快速发展,没过多久,实验和理论研究就转入到了费米气体上。费米气体与玻色气体有很好的可比性。在极低的温度下,都是量子统计规律在起主要作用。但是费米系统会表现出与玻色系统截然不同的量子简并结果。在玻色系统中,量子统计效应会导致相变发生,形成玻色爱因斯坦凝聚体。在无相互作用的费米系统中,量子简并的结果是与一个介于经典与量子之间的渡越区域相联系。现在,玻色系统与费米系统都有了比较完善的理论解释,可以参考理论总结性文献^[93-96]。

简并量子气体实验采用了许多实验技术,主要是激光冷却,蒸发冷却等。激光冷却又包括激光减速,磁光阱冷却与俘获,偏振梯度冷却,磁光阱的压缩等许多环节。本章第一节和第二节讲述量子简并气体的理论,第三节到第五节讲述实现量子简并气体实验技术的基本原理。

2.1 玻色爱因斯坦凝聚体

玻色爱因斯坦凝聚的研究有很长的历史,可以追溯到量子力学产生早期,是 S.N.Bose 和 A.Einstein 两位物理学家在 1924 年预言的一种量子现象,指在玻色子系统中,在温度极低的情况下在系统的基态会有宏观数量的粒子数聚集,如果温度降到绝对零度,所有的粒子都聚集在系统基态的现象。今天 BEC 已经在世界上许多个研究小组的实验室中产生和研究。但是在 1995 年之前,对 BEC 的研究还不多。其实, BEC 是一个自然界中的普遍现象,在气体、液体、固体、核物理和高能物理中都会涉及到。1938 年 London 在液态 ^4He 中发现的超流现象在一定程度上表现出了 BEC 的性质。在大气压强极低的条件下,如果系统的温度低于 2.17K, ^4He 会变成超流体。这种具有超流性质的 ^4He 包含两部分,一部分是正常流体,另一部分是超流

体，它可以无摩擦地流过很细的管子。但由于 ⁴He 原子之间的相互作用太强，使得 BEC 占总原子数密度过低，大概在 10% 左右，掩盖了 BEC 的性质。碱金属原子气体中 BEC，是一个弱相互作用的量子系统，为研究 BEC 的性质提供了很好的平台，下面对不同条件下 BEC 的理论做简要介绍。

2.1.1 谐振子势阱中的理想玻色气体

在实验中，通常使用磁阱或者光阱来俘获超冷原子样品。在低温情况下，大多数原子处在俘获势阱的较低能态上，我们用谐振子势来描述势阱，假设质量为 m 的原子处在三维谐振子势阱中：

$$V_{ho}(r) = \frac{1}{2}m(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) \quad (2.1)$$

$r = (x, y, z)$ ， ω_x ， ω_y 和 ω_z 分别表示 x ， y 和 z 方向的俘获频率。定义特征俘获频率 $\varpi = (\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3}$ ，系统的能级用量子数 $\{n_x, n_y, n_z\}$ 来表示，可以写作

$$\varepsilon_{n_x, n_y, n_z} = \left(\frac{1}{2} + n_x\right)\hbar\omega_x + \left(\frac{1}{2} + n_y\right)\hbar\omega_y + \left(\frac{1}{2} + n_z\right)\hbar\omega_z \quad (2.2)$$

\hbar 是普朗克常量。

在巨正则系统中，玻色子的量子统计由玻色爱因斯坦占有数表示

$$f_{BE}(E) = \frac{1}{\exp[\beta(E - \mu)] - 1} \quad (2.3)$$

其中 μ 是化学势， $\beta = 1/k_B T$ ， T 是温度， k_B 是玻尔兹曼常数。 $f_{BE}(E)$ 表示一个玻色子处在能态 E 上的几率。对所有分立能级的占有数求和，可以得到系统的总粒子数。我们把总粒子数 N 分成基态粒子数 N_0 和非基态粒子数 N_T

$$N = \frac{1}{\exp[\beta(\varepsilon_0 - \mu)] - 1} + \sum_{n_x, n_y, n_z \neq 0} \frac{1}{\exp[\beta(\varepsilon_{n_x, n_y, n_z} - \mu)] - 1} = N_0 + N_T \quad (2.4)$$

其中 $\varepsilon_0 \equiv \varepsilon_{0,0,0} = \frac{1}{2}\hbar(\omega_x + \omega_y + \omega_z)$ 表示基态能量， N_0 是基态粒子数， N_T 是激发态的所有粒子数之和。在化学势 μ 比较低的时候， N_0 很小， $N_0 \sim 1$ 。随着化学势的增加，

(比如在温度不变的情况下增加系统的粒子数)， N_0 逐渐增大，当 μ 趋近于 ε_0 的时候， N_0 趋近于无穷，但是激发态的粒子数 N_T 仍然有限。系统的基态占有数变得宏观大，与系统的总粒子数 N 在同一个数量级上。这就是玻色爱因斯坦凝聚。

在实验条件下，温度与玻尔兹曼常数的乘积远远大于势阱的能级间隔，即 $k_B T \gg \hbar \omega$ 。这时 (2.4) 式中的求和可以改为积分，态密度表示如下：

$$\rho(E) = \int dr \frac{dp}{(2\pi\hbar)^3} \delta\left(E - \frac{p^2}{2m} - V_{ho}(r)\right) = \frac{E^2}{2\hbar^3 \omega_x \omega_y \omega_z} = \frac{E^2}{2(\hbar\omega)^3} \quad (2.5)$$

在接近相变时，取 $\mu = \varepsilon_0$ ，积分得热原子总数

$$N_T = \int_{\varepsilon_0}^{\infty} dE \frac{\rho(E)}{\exp[\beta(E - \varepsilon_0)] - 1} = \frac{1}{2(\hbar\omega)^3} (k_B T)^3 \Gamma(3) \zeta(3) \quad (2.6)$$

在 (2.6) 式中，用 Gamma 函数与 Riemann 函数的积表示积分结果。其中 Gamma 函数 $\Gamma(s) = \int_0^{\infty} dt t^{s-1} e^{-t}$ ；Riemann 函数 $\zeta(s) = \Gamma(s)^{-1} \int_0^{\infty} d\varepsilon \varepsilon^{s-1} / (\exp(\varepsilon) - 1)$ ，BEC 相变发生的临界温度 T_c ，也就是基态刚刚开始产生宏观布局数的温度，由 $N = N_T$ ，代入 $\Gamma(3) = 2$ 得：

$$k_B T_c = \left(\frac{N}{\zeta(3)} \right)^{1/3} \hbar \omega \quad (2.7)$$

低于临界温度 T_c 时，由 (2.6) 和 (2.7) 式，可以求出玻色爱因斯坦凝聚体占总原子数的百分比为：

$$\frac{N_0}{N} = 1 - \frac{N_T}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^3 \quad (2.8)$$

2.1.2 弱相互作用的玻色爱因斯坦凝聚

实际原子之间存在着相互作用，即使在压强很低条件下，碱金属原子气体之间的相互作用也不能忽略。正是这种相互作用，会引起许多有趣的物理现象。考虑到稀薄的冷原子之间的相互作用主要是 S 波散。可以采用平均场近似，用 V_{mf} 表示 N 个原子之间的相互作用。在平均场近似下，处在外势场中的玻色系统的哈密顿量可以写成：

$$H = H_0 + V_{ho} + H_{mf} \quad (2.9)$$

由 N 个粒子组成的系统的波函数可以写成每个粒子波函数的乘积。对于纯 BEC，所

有的粒子具有相同的单粒子态 $\phi(r)$ ，凝聚体的波函数写作：

$$\Phi(r_1, r_2, \dots, r_N) = \prod_{i=1}^N \phi(r_i) \quad (2.10)$$

其中 $\phi(r_i)$ 是谐振子的基态波函数。

在平均场近似下，原子之间的相互作用势用平均场耦合 g 常数表示， $g = 4\pi\hbar^2 a/m$ 。低能条件下系统的哈密顿量可以写为：

$$H = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\hat{p}_i^2}{2m} + V_{ho}(\hat{r}_i) \right) + g \sum_{i < j} \delta(\hat{r}_i - \hat{r}_j) \quad (2.11)$$

得到描述弱相互作用凝聚体的含时 G-P 方程：

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Phi(r, t) = \left(-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V_{ho}(r) + g |\Phi(r, t)|^2 \right) \Phi(r, t) \quad (2.12)$$

其中 $n = |\Phi(r, t)|^2$ 是密度分布。把凝聚体的波函数写出分离变量的形式

$\Phi(r, t) = \phi(\vec{r}) \exp(-i\mu t/\hbar)$ ，可以得到不含时的 G-P 方程。

$$\mu \phi(r) = \left(-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V_{ho}(r) + g |\phi(r)|^2 \right) \phi(r) \quad (2.13)$$

μ 是化学势，这个方程是一个非线性薛定谔方程，非线性项表示平均场相互作用，在没有相互作用的条件下，变成线性薛定谔方程。

Thomas-Fermi 极限

Thomas-Fermi 近似忽略了动能项，考虑在相互作用与外势场作用下的 BEC 的性质，在 Thomas-Fermi 近似下，描述凝聚体的 GP 方程

$$\mu \phi(r) = \left(V_{ho}(r) + g |\phi(r)|^2 \right) \phi(r) \quad (2.141)$$

则凝聚体的密度分布为：

$$n_{TF}(r) = \frac{1}{g} (\mu_{TF} - V_{ho}(r)) \quad (2.142)$$

可以看到，凝聚体的密度分布只和外势阱的形状有关系，假如原子处于式子 2.1 中的三维谐振子势阱中，则可以得到凝聚体具有反抛物线型的密度分布。

2.2 简并费米气体

与玻色子不同，费米子的自旋为半整数，他们遵守费米狄拉克统计

$$f_{FD}(E) = \frac{1}{\exp[\beta(E - \mu)] + 1} \quad (2.15)$$

费米狄拉克统计与玻色爱因斯坦统计相比，唯一的差别是分母上的符号不同，但就是这一点差别，会导致在温度极低时，费米系统与玻色系统产生完全不同的量子简并结果。1999年，De Marco 等人^[13]首先在实验上实现了⁴⁰K 原子的简并费米气体。他们采用⁴⁰K 原子两个不同自旋态 $\langle 9/2, 7/2 \rangle$ 和 $\langle 9/2, 9/2 \rangle$ 之间的相互碰撞，将费米原子⁴⁰K 冷却到简并状态，得到了温度 $T = 0.5T_F$ 的简并气体。按照BCS理论，在这么低的温度下，系统应该表现出超流性，但是由于气体太稀薄，发生超流相变的临界温度更低。随后，在⁶Li+⁷Li 系统中通过同步冷却实现了⁶Li 原子的费米简并，在不同种类原子的混合系统中，如⁴⁰K+⁸⁷Rb^[34]，⁶Li+²³Na^[31]等系统中也得到了简并费米气体。

2.2.1 谐振子势阱中的理想费米气体

谐振子势阱中的理想费米气体是解决许多问题的一个很好的模型，在物理学不同领域中有广泛应用。我们知道，任何由费米子组成的量子力学系统一定要遵守泡利不相容原理，在 $T = 0$ 时， N 个具有相同自旋的原子中占据 N 个最低的能级，直到费米能级 E_F ，由于泡利不相容原理的限制，原子之间的相互作用受到极大的限制，是一个理想费米气体系统。

考虑原子数 N 比较大的系统，谐振子势阱由(2.1)式表示，采用半经典描述，在局域密度近似条件下，费米分布函数表示为：

$$f(r, p) = \frac{1}{\exp[\beta(p^2/2m + V_{ho}(r) - \mu)] + 1} \quad (2.16)$$

μ 是化学势，由归一化条件确定。总原子数 N 是：

$$N = \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} \int dr dp f(r, p) = \int_0^\infty \frac{g(\varepsilon) d\varepsilon}{\exp[\beta(\varepsilon - \mu)] + 1} \quad (2.17)$$

$g(\varepsilon) = \varepsilon^2/2(\hbar\omega)^3$ 是粒子的态密度，利用态密度，可以计算出相关的热力学函数，如气体的能量可以计算为：

$$E(T) = \int_0^\infty d\varepsilon \frac{\varepsilon g(\varepsilon)}{\exp[\beta(\varepsilon - \mu)] + 1} \quad (2.18)$$

在 $T = 0$ 时,

$$E_F \equiv k_B T_F = (6N)^{1/3} \hbar \varpi \quad (2.19)$$

$$E(0) = \frac{3}{4} E_F N \quad (2.20)$$

除了费米能, 释放能是一个很重要的量, 指在突然关断俘获势阱之后气体的能量, 释放能在飞行时间法实验中可以直接测量, 在谐振子势阱中, 理想气体的释放能 $E_{rel} = E(T)/2$, $E(T)$ 由 (2.18) 式求出。

为了描述费米气体在坐标和动量空间中的分布, 定义特征长度和动量尺度:

$$R_i^{T=0} = \sqrt{2E_F/m\omega_i^2} \quad p_F^{T=0} = \sqrt{2mE_F} \quad (2.21)$$

在 Thomas-Fermi 近似下, Thomas-Fermi 半径是:

$$R_i^{T=0} = a_{ho} (48N)^{1/6} \varpi/\omega_i \quad (2.22)$$

$a_{ho} = \sqrt{\hbar/m\varpi}$ 是谐振子长度。Thomas-Fermi 半径给出了在 $T = 0$ 时的密度分布, 可以用分布函数在动量空间积分求得:

$$n(r) = \frac{8}{\pi^2} \frac{N}{R_x^0 R_y^0 R_z^0} \times \left[1 - \left(\frac{x}{R_x^0} \right)^2 - \left(\frac{y}{R_y^0} \right)^2 - \left(\frac{z}{R_z^0} \right)^2 \right]^{3/2} \quad (2.23)$$

$$k_F^0 \equiv \frac{p_F^0}{\hbar} = \frac{1}{a_{ho}} (48)^{1/6} (N)^{1/6} \quad (2.24)$$

$$n(p) = \frac{8}{\pi^2} \frac{N}{(p_F^0)^3} \times \left[1 - \left(\frac{p}{p_F^0} \right)^2 \right]^{3/2} \quad (2.25)$$

2.2.2 谐振子势阱中具有相互作用的费米气体

现在讨论有相互作用的费米系统。在实验中, 谐振子势阱中俘获的原子数目很大 ($N \simeq 10^5 \sim 10^7$), 采用局域密度近似, 在 $T = 0$ 时,

$$\varepsilon(n) = nE(n)/N \quad (2.26)$$

$E(n)/N$ 是均匀气体中每个原子的能量, 俘获气体的总能量表示为:

$$E = \int dr \{ \varepsilon [n(r)] + V_{ho}(r)n(r) \} \quad (2.27)$$

其中第一项是释放能: $E_{rel} = \int dr \varepsilon [n(r)] \quad (2.28)$

第二项是振动势能: $E_o = \int dr V_{ho}(r)n(r) \quad (2.29)$

假设俘获的原子有两个不同的自旋态, 且 $N_{\uparrow} = N_{\downarrow}$ 。在 (2.27) — (2.29) 式中, 总的密度分布 $n(r) = n_{\uparrow}(r) + n_{\downarrow}(r)$, 在平衡态的值可以由变分关系 $\delta(E - \mu_0 N) / \delta n(r) = 0$ 求出; 得到 Thomas-Fermi 方程:

$$\mu_0 = \mu [n(r)] + V_{ho}(r) \quad (2.30)$$

$$\mu(n) = (3\pi^2)^{2/3} \frac{\hbar^2}{2m} n^{2/3} \quad (2.31)$$

在 BCS 区域, a 很小且为负值, 用微扰理论对无相互作用的密度分布进行修正, 可以得到 Thomas-Fermi 半径为:

$$R_i = \sqrt{2\mu_0 / m\omega_i^2} = R_i^{T=0} \left(1 - \frac{256}{315\pi^2} k_F^0 |a| \right) \quad (2.32)$$

在 BEC 极限下, Thomas-Fermi 半径表示为:

$$R_i = a_{ho} \left(\frac{15}{2} N \frac{a_{dd}}{a_{ho}} \right)^{1/5} \frac{\varpi}{\omega_i} \quad (2.33)$$

2.3 激光冷却与俘获

激光冷却与俘获技术是 1980 年代发展起来的, 开始只是研究高分辨率光谱和新一代原子钟的工具, 现在已经覆盖了原子, 分子与光物理等各领域, 这或许是当年的研究者没有预料到的。现在, 激光冷却技术是量子简并气体实验获得冷原子样品的基本技术手段。1997 年, 诺贝尔物理学奖授予给 Steven Chu, Claude Cohen-Tannoudji 和 William D. Phillips, 以表彰他们为“发展激光冷却与俘获原子方法”所作出的杰出贡献^[97-99]。

激光冷却能得到的最低温度在 μK 数量级。在磁光阱 (MOT) 中不可能得到简并量子气体。通常把经过 MOT 冷却的原子样品转移到磁阱或者光阱中进行蒸发冷却才能得到量子简并气体。但是了解激光冷却的原理仍然很有必要。

2.3.1 激光冷却的物理机制

为了对激光冷却的物理机制进行理解，先看这样一个例子。假设有一个皮球沿着某一方向运动，在它运动的正前方，有一个乒乓球发射机连续不断地对着皮球发射乒乓球，发射出去的乒乓球与皮球发生碰撞。我们知道，每一个乒乓球的动量很小，对皮球的作用很有限，但是大量的乒乓球与皮球碰撞的结果则会使皮球减速，甚至使其停止运动。

同样，在激光冷却实验中，被冷却的原子就像皮球，在室温下具有较大的运动速度，通常为几百米每秒。而激光束中的光子就像是乒乓球，每个光子的动量是 $\hbar\vec{k}$ ， \vec{k} 是波矢量，方向沿着光传输的方向。假设原子具有二能级结构，在光与原子相互作用过程中，原子吸收一个光子从基态跃迁到激发态，再经过自发辐射过程放出一个光子回到基态，在自发辐射过程中，光子的方向是随机的，自发辐射对原子的平均作用效果为零，总的净动量变化为 0。但是每次吸收一个光子，都会使原子的速度在 $-\vec{k}$ 方向减少 $\hbar k/m$ ，经过多次吸收与自发辐射，原子的速度会降低到几米每秒数量级。图 2.1 是激光冷却原理示意图。在这个过程中，对激光的频率有比较严格的要求，光子的频率要略低于原子的跃迁频率，太高或者太低都不行。道理很简单，如果原子是静止的，原子吸收一个光子发生跃迁，光子的频率必须等于原子的跃迁频率，如果原子与光子相对运动，由于多普勒效应，运动原子会感受到光子的频率变高了，因此只有光子的频率略低于原子的共振频率时，原子才会吸收光子。

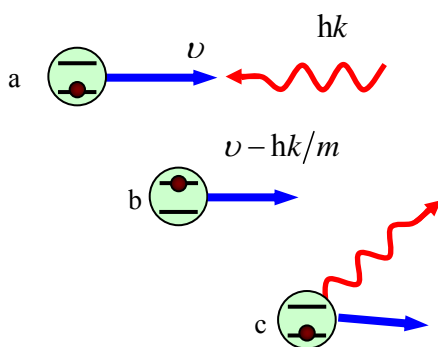


图 2.1 激光冷却原理示意图。(a) 一个速度为 v 的原子迎着光传播方向运动，光子具有动量 $\hbar k$ ；(b) 原子吸收光子后，由基态跃迁到激发态，速度变为 $v - \hbar k/m$ ；(c) 原子由激发态跃迁到基态，随机地向空间 4π 立体角自发辐射光子，速度变慢。

原子在散射光子过程中受到的散射力为：

$$F = \hbar k R \quad (2.34)$$

R 是散射率，对于二能级原子， R 可以表示为：

$$R = \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + 4(\Delta/\Gamma)^2} \quad (2.35)$$

$\Delta = \omega_L - \omega_0$ 表示激光频率相对于原子共振频率的失谐， I 是激光强度， $\Gamma = 1/\tau$ 是原子的自然线宽， τ 是原子在激发态的寿命，激光的饱和强度定义为：

$$I_{sat} \equiv \frac{2\pi^2 \hbar \Gamma c}{3\lambda^3} \quad (2.36)$$

在激光冷却过程中，随着光强的增加，原子处于激发态的时间变长，当 $I \gg I_{sat}$ 时，原子处于激发态的几率 $\rho \rightarrow 1/2$ 。原子从一束光中获得的加速度的最大值是：

$$a_{max} = \frac{\Gamma \hbar k}{2 m} \quad (2.37)$$

对于一对对射激光束，原子受到的合力是：

$$F = \frac{\Gamma}{2} \hbar k \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + 4\left(\frac{\Delta - k\nu}{\Gamma}\right)^2} - \frac{\Gamma}{2} \hbar k \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + 4\left(\frac{\Delta + k\nu}{\Gamma}\right)^2} \quad (2.38)$$

考虑到多普勒频移，在 (2.38) 式中用 $\Delta' = \Delta \pm k\nu$ 来代替 Δ 。速度为 0 的原子受到的合力为 0，速度不为 0 的原子受到的合力与原子速度的大小成正比，方向与速度的方向相反，表示为：

$$F \simeq \frac{8\hbar k^2 \frac{\Delta}{\Gamma} I/I_{sat}}{\left(1 + I/I_{sat} + 4(\Delta/\Gamma)^2\right)^2} \nu = -\alpha \nu \quad (2.39)$$

2.3.2 激光冷却极限

在激光冷却中，原子在不停地吸收与散射光子，原子系统与环境之间存在着物质交换，这样的系统可以处于稳态。激光冷却过程中的温度是描写原子平均动能的物理量，即 $k_B T/2 = \langle E_k \rangle$ ， k_B 是玻尔兹曼常数。在激光冷却过程中，自发辐射会对原子产生加热作用，当冷却过程与加热过程达到平衡时，就达到了冷却的极限，原子不能被进一步冷却，这个极限是多普勒极限^[4]，表示为：

$$T_D = \frac{\hbar \Gamma}{2k_B} \quad (2.40)$$

对于碱金属原子， $\Gamma/2\pi$ 在几 MHz 数量级，得到的 T_D 在几百 μK 。表 2.1 给出了几种原子的多普勒冷却极限数值。

除了多普勒极限温度，还有一个重要的激光冷却极限，即光子反冲极限。这相当于静止原子吸收或发射一个光子时引起原子动量变化所对应的温度，记为 T_R 。这是一般激光冷却所能达到的最低温度。

$$T_R = \frac{\hbar^2 k^2}{2mk_B} \quad (2.41)$$

	¹ H	⁴ He	⁷ Li	²³ Na	³⁹ K	⁸⁷ Rb	¹³³ Cs
自然线宽 $\Gamma/2\pi(MHz)$	99.58	1.62	5.92	10.01	6.09	5.98	5.18
$T_D(\mu K)$	2389	38.95	142.1	240.2	146.2	143.4	124.4
$T_R(\mu K)$	1285	4.075	6.061	2.399	0.836	0.370	0.198

表 2.1 几种原子的多普勒冷却极限与反冲极限温度。

亚多普勒冷却

三维光学黏团实现不久，人们发现光学黏团冷却所能得到的温度比预想的要低许多，远低于多普勒冷却极限。在激光冷却过程中，自发辐射对原子的加热作用是不可避免的，因此一定还有未被发现的冷却机制在起作用。

多普勒冷却模型有两个缺陷。第一，两束反向传播的激光束不能看作是各自独立的，它们必然要产生干涉，干涉的结果是光场产生偏振梯度；第二，碱金属原子不是理想的二能级系统。对这两个因素的忽略意味着忽视了光抽运效应，即不同偏振态的光子会使原子在不同的 Zeeman 能级之间跃迁。

在典型的光学粘团实验中，一般分为两步，首先激光频率负失谐约一个原子自然线宽，并且激光强度为 $\sim I_{sat}$ ，这样可以产生强的辐射压力，这个过程对应多普勒冷却过程。然后激光频率进一步增大失谐，并且减小激光功率，对原子进行亚多普勒冷却，使原子温度低于多普勒极限温度。因为亚多普勒冷却机制只工作在很窄的速度范围内。Sisyphus 冷却要求在光泵浦时间内原子运动小于一个光波长，这样才能有效的搬移原子而减速。Sisyphus 冷却可以达到反冲速度极限的几倍。

2.3.3 磁光阱 (MOT)

三维光学黏团仍然不是一个“阱”，不能用来俘获原子。逃离冷却光作用区域的原子将不再受到阻尼力的作用。要实现原子的冷却与俘获，不仅需要与速度有关的力，还需要与原子位置有关的力，即必须形成俘获阱。所谓“阱”是指空间中的一个封闭的势能曲面，在曲面上处处都存在内向力，即在曲面上的各点势能大于曲面内各点。动能小于这个势能的原子就能被俘获在阱中，并以一定的规律进行运动，例如简谐振动。人们发明了多种类型的原子阱来俘获原子，主要有磁学阱、光学阱和磁光阱^[5,6]等。

MOT 的工作原理

原子在外加磁场中会发生塞曼能级分裂，空间不均匀磁场使原子的能级产生随空间位置变化的塞曼分裂，原子处于不同的空间位置对应不同的共振频率。因此原子与光场之间的相互作用不仅与光场的强度有关，而且与原子所处的空间位置有关。磁光阱俘获就是利用四极磁场引起激光散射力的不平衡，使激光散射力更强的束缚原子。下面以一维情况进行说明。图 2.2 为一维情形的磁光阱示意图。假设二能级原子基态角动量为 $J=0$ ，激发态角动量为 $J=1$ ，原子处于线性梯度磁场中，磁场强度可写为 $B(z) = A|z|$ ，其中 A 为磁场梯度。在该梯度磁场中，原子基态不发生 Zeeman 分裂，激发态在磁场中分裂为 $m'_j = +1, 0, -1$ 三个 Zeeman 子能级。

$$\Delta E = \mu_B g_F m_F B \quad (2.42)$$

其中 μ_B 是玻尔磁子， g_F 是朗德因子。由于中心位置两边的磁场方向相反，因此激发

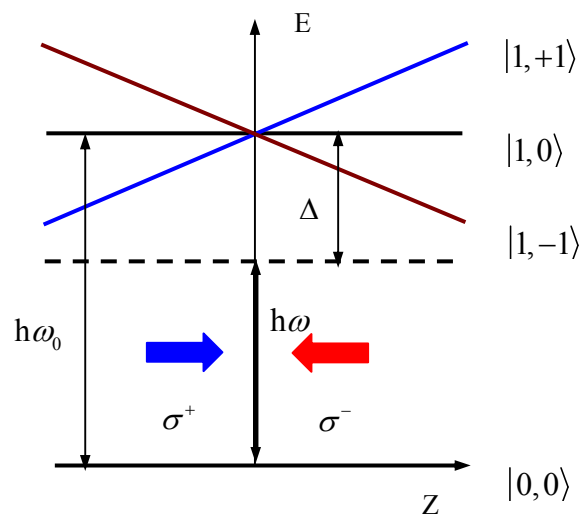


图 2.2 原子磁光阱一维情况原理示意图

态的三个 Zeeman 子能级在两侧能级分裂的排列顺序也相反；而在 $z=0$ 处磁感应强度为零，激发态的三个 Zeeman 子能级是简并的。假定方向相反的两束圆偏振激光沿 z 轴方向对射， σ^+ 光束沿 $+z$ 方向， σ^- 光束沿 $-z$ 方向；此时激光频率为 ν_L ，负失谐于原子共振频率 ν_0 ；对 $+z$ 区域的原子， $m'_j = -1$ 的子能级接近于激光共振频率，更容易散射 σ^- 光子，因而感受到指向 $z=0$ 区域的净散射力。对于 $-z$ 区域的原子，情况正好相反，原子散射 σ^+ 光子多于 σ^- 光子，也受到了指向 $z=0$ 区域的净散射力。原子在磁光阱中的受力为，

$$\begin{aligned} F_{MOT} &= F_{scatt}^{\sigma^+}(\nu - k\nu - (\omega_a + \beta z)) - F_{scatt}^{\sigma^-}(\nu + k\nu - (\omega_a - \beta z)) \\ &\approx F_{scatt}^{\sigma^+}(\nu - \omega_a) - \frac{\partial F_{scatt}^{\sigma^+}(\nu - \omega_a)}{\partial(\nu - \omega_a)}(k\nu + \beta z) - F_{scatt}^{\sigma^-}(\nu - \omega_a) - \frac{\partial F_{scatt}^{\sigma^-}(\nu - \omega_a)}{\partial(\nu - \omega_a)}(k\nu + \beta z) \\ &= -2 \frac{\partial F}{\partial \Delta}(k\nu + \beta z) \end{aligned} \quad (2.43)$$

这里我们假设 $k\nu + \beta z$ 相对于失谐是一个小量。从这个式中看出，原子进入激光交汇区域将受到激光减速力（第一项）和位置依赖的推向中心的力。将一维原理推广到三维情况，即可对原子进行三维方向上的俘获。磁光阱结合减速和囚禁力，使它很容易装入原子，广泛用于激光冷却的实验。

MOT 的密度

用激光冷却无法得到温度低于 μK 而又同时保持高密度的原子气体。因为经过激光冷却，原子系统已经成为光密介质，冷却光很难深入到气体内部与原子进行作用。其次，原子云中光子的自由程很短，原子散射的光子会被别的原子吸收，这种自发辐射光子具有与冷却光不同的频率分布和偏振方向，它的平均吸收截面 $\langle \sigma_F \rangle$ 与冷却光子的吸收截面 $\langle \sigma_L \rangle$ 不同，由于这种散射会使原子之间产生排斥力，

$$F_R = \frac{\langle \sigma_F \rangle \langle \sigma_L \rangle I}{4\pi cr^2} \quad (2.44)$$

其中 r 是原子之间的距离， c 是光速。再次，吸收冷却光后处于激发态的原子与基态原子之间存在非弹性碰撞，会导致加热效应，并使阱中的原子变为非俘获态而逸出阱外。因此激光冷却无法进一步提高原子的相空间密度。

MOT 的损失机制

上面我们讨论了 MOT 中冷原子的温度和密度极限，现在讨论 MOT 中冷原子的数目问题。MOT 中的冷原子之间存在着非弹性碰撞，可以引起原子的损失。因为没有一个好的理论来精确地描述不同俘获参数和不同原子种类条件下 MOT 中原子

数的损失，通常只是用速率方程简单地给出原子数目随时间的变化关系。

1, 单原子种类 MOT

单原子种类的 MOT 的速率方程表示为：

$$\frac{dN_i}{dt} = L - \gamma N_i - \beta_i \int n_i^2 d^3r \quad (2.45)$$

其中 N_i 表示 MOT 中的原子数目， n_i 是密度分布， L 是装载率， γ 是冷原子与背景原子碰撞的损失率， β_i 是同种冷原子之间非弹性碰撞的损失率。在冷原子密度较大时，在超高真空的条件下，冷原子与背景气体碰撞引起的损失很小，只需要考虑冷原子之间的碰撞。冷原子之间的碰撞主要有基态与激发态的碰撞，即一个原子处于基态，另一个原子吸收一个冷却光光子跃迁到激发态，在这两个原子之间进行碰撞，用方程可以表示为：

$$A + A + h\omega \rightarrow A_2(S_{1/2}P_{3/2}) \rightarrow A + A + h\omega' \quad (2.46.1)$$

$$\text{或者} \quad A + A + h\omega \rightarrow A_2(S_{1/2}P_{3/2}) \rightarrow A + A(P_{1/2}) + \Delta E_{FSC} \quad (2.46.2)$$

其中 1 式表示碰撞后两个原子都处于基态，每个原子获得的能量是 $h(\omega - \omega')/2$
2 式表示碰撞后一个原子处于基态，另一个原子处于一个能量较低的激发态。第三种形式是基态与基态碰撞，原子的精细结构发生变化，原子从基态精细结构的上能级跃迁到下能级（如 ^{87}Rb 原子， $5S_{1/2}F=2 \rightarrow F=1$ ）获得的能量是 ΔE_{hf} 。

2, 两种不同种类原子 MOT

$$\frac{dN_i}{dt} = L - \gamma N_i - \beta_i \int n_i^2 d^3r - \beta_{ij} \int n_i n_j d^3r \quad (2.47)$$

其中 $n_{i,j}$ 是 MOT 中每一种原子的密度分布，在两种不同种类原子 MOT 中，除了单原子 MOT 中的损失机制导致的原子数损失外，不同种类原子之间的相互碰撞也是引起原子损失的重要原因， β_{ij} 是不同种类冷原子之间非弹性碰撞的损失率。

2.4 磁阱

在磁光阱中我们提到，处于磁场中的原子由于塞曼效应，会产生能级移动， $\Delta E = \mu_B g_F m_F B$ 。如果 $m_F g_F > 0$ ，原子的能量 $E(|F, M_F\rangle)$ 随着磁感应强度 B 的增大而增大。在 B 的极小值点，能量也极小，这样的态叫做低场趋向态 (low-field-seeker)，也叫囚禁态，可以被磁阱囚禁。如果 $m_F g_F < 0$ 时，原子的能量 $E(|F, M_F\rangle)$ 随着磁感应强度 B 的增大而减小。在 B 的极小值点，能量达到极大值，这样的态叫做高场趋向态 (high-field-seeker)，也叫驱逐态，不能被磁阱囚禁。在一般条件下磁场梯度为

$10^1 \sim 10^3 \text{G}$ 数量级, 磁阱很浅, 动能稍大一些的原子就不能受陷。在量子气体实验中, 磁阱主要用于囚禁激光冷却后的冷原子。

⁸⁷Rb 原子, 在弱磁场下, $|2,2\rangle, |2,1\rangle, |1,-1\rangle$ 是囚禁态。 $|2,0\rangle, |2,-1\rangle, |2,-2\rangle, |1,0\rangle, |1,1\rangle$ 是驱逐态。⁴⁰K 原子, 在弱磁场下, $f = 9/2$, m_f 为正值的态和 $f = 7/2$, m_f 为负值的态是囚禁态。

用来囚禁中性原子的最简单的磁阱是四极阱^[100], 两个电流大小相等, 电流方向相反的线圈 (anti-Helmholtz configuration) 产生四极阱, 四极阱的中心磁场为零,

$$\vec{B} = b(x\hat{e}_x + y\hat{e}_y - 2z\hat{e}_z) \quad (2.48)$$

于是磁场强度为:

$$B = b(x^2 + y^2 + 4z^2)^{1/2} \quad (2.49)$$

四级磁阱很容易制作, 其结构与 MOT 线圈完全一样, 在实验中, 常常是磁阱与 MOT 共用一套线圈。但是四级磁阱有一个严重的问题, 当囚禁的原子运动到磁场中心附近时, 由于中心磁场为零, 原子的 Zeeman 子能级处于简并, 能量相差很小, 磁场的噪声或扰动会引起 Zeeman 子能级之间的跃迁, 如果原子跃迁到驱逐态, 磁场变为非束缚势阱, 原子会逃逸掉。因此我们必须堵住磁场势阱底部的漏洞, 构造出空间磁场极小值非零的磁阱。一种是时间轨道势 (TOP 阱), 另一种是 Ioffe-Pritchard 阱 (IP 阱) ^[101,102]。

Ioffe-Pritchard 阱 (IP 阱)

在实验中, 使用非常广泛的是 IP 阱, 它由一个四级磁阱和一个轴向磁场 B_0 叠加产生。这样可以避免 Majorana 自旋反转引起的原子损失。IP 阱产生的磁场可以表示为:

$$B = B_0 \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} + B' \begin{pmatrix} x \\ -y \\ 0 \end{pmatrix} + B'' \begin{pmatrix} -xz \\ -yz \\ z^2 - \frac{1}{2}(x^2 + y^2) \end{pmatrix} \quad (2.50)$$

IP 阱有两个重要的区域,

1, 当 $k_B T > \mu_m B_0$ 时, μ_m 是给定原子态的磁矩, 磁场在径向是线性的, 在轴向是谐振子势, 可以表示为:

$$V_{B\perp} = \mu_m B' r_\perp \quad (2.51)$$

$$V_{Bz} = \frac{\mu_m B''}{2} z^2 \quad (2.52)$$

2, 当温度很低时, 原子在势阱中心附近运动, 势阱可以看作是对称的谐振子势阱:

$$V_B(r_{\perp}, z) = \frac{\mu_m}{2} (B_0 + B'_{\perp} r_{\perp}^2 + B'' z^2) \quad (2.53)$$

在 B_0 很小时, B'_{\perp} 近似表达为:

$$B'_{\perp} = \frac{B'^2}{B_0} - \frac{B''}{2} \approx \frac{B'^2}{B_0} \quad (2.54)$$

谐振子势阱的俘获角频率可以表示为:

$$\omega_x = \omega_y = \sqrt{\frac{\mu_m B'^2}{m B_0}} \quad (2.55)$$

$$\omega_z = \sqrt{\frac{\mu_m B''}{m}} \quad (2.56)$$

IP 磁阱可以用许多不同形式来实现, 如 cloverleaf trap, QUIC trap, Microtraps, permanent magnet trap, Baseball trap。在我们实验中使用的是 QUIC 阱, 详细介绍可见第三章第五节。

2.5 蒸发冷却与同步冷却

经过激光冷却得到的冷原子样品, 原子数目的典型值为 10^{10} 个, 原子数密度是 $10^{11}/\text{cm}^3$, 这样的冷原子具有许多重要的应用, 其中最主要的是建立冷原子钟。但是这还远没有达到量子简并条件, 量子简并要求原子的德布罗意波长大于或等于原子之间的距离, 而激光冷却得到的冷原子的相空间密度比量子简并的条件低好几个数量级。要得到简并气体, 还需要进一步降低原子样品的温度。实验中采用的方法是蒸发冷却^[9]。

对于费米子, 由于受泡利不相容原理的限制, S 波散射不能发生, 在温度极低的条件下, 蒸发冷却不能有效进行, 因此需要采用同步冷却。

2.5.1 蒸发冷却的理论模型

蒸发冷却的基本思想都很清楚, 在磁阱等保守势阱中, 通过连续降低势阱的深度让能量大的原子逃出势阱外, 剩余的原子通过弹性碰撞重新达到热平衡从而使系

统的温度降低。冷原子数目降低一个数量级，相空间密度可以提高三个数量级，最终实现量子简并，原子数目的典型值为百万数量级，原子数密度是 $10^{14}/\text{cm}^3$ ，温度在 $n\text{K}$ 数量级。1985 年 Hess 提出了利用蒸发冷却来实现 BEC 的方案并首次冷却了囚禁在磁阱中的自旋极化的氢原子。1995 年，Cornell 小组和 Ketterle 小组分别在磁阱中通过蒸发冷却实现了 BEC。1999 年，Jin 小组在磁阱中囚禁不同自旋态的原子通过蒸发冷却实现了简并费米气体。

对于蒸发冷却，许多文献中^[4,9]都给出了具体的模型。蒸发冷却过程为：首先原子数随能量呈 Boltzmann 分布： $N(E) = N_0 \exp(-E/k_B T_1)$ ， T_1 是特征温度，让所有高于 E_{cut} 能量的原子脱离磁阱的束缚，这里 $E_{cut} = \eta k_B T_1$ ， η 典型值为 3-6。这个切掉的分布中每个原子的平均温度低于被切掉之前，因此经过碰撞原子重新建立新的热平衡，新的热平衡 $T_2 < T_1$ ；然后去掉 $\eta k_B T_2$ 能量以上的原子，进行进一步的冷却。蒸发冷却的速率依赖于势阱中原子的碰撞速率。

原子在蒸发冷却过程中，密度不断增加，温度降低，因此增加了相空间的密度，量子统计逐渐变的重要了。

2.5.2 同步冷却

蒸发冷却过程要求弹性碰撞率足够大，可以让系统迅速达到热平衡，同时非弹性碰撞相对于弹性碰撞很小，原子的寿命很长，即要有一个“好”的散射长度，但是对于自旋偏振费米气体，在温度极低条件下，由于泡利不相容原理的限制， S 波碰撞是不能发生的。可以这样解释，一对碰撞的原子可以用量子力学波函数 Ψ 来描述， Ψ 可以表示为

$$\Psi = \chi_{spin} \Phi_{space} \quad (2.57)$$

其中 χ_{spin} 表示碰撞原子的自旋波函数， Φ_{space} 表示碰撞原子的空间波函数。将 Φ_{space} 按照两个原子之间的相对角动量 L 展开为：

$$\Phi_{space} = \Phi_{space}(L=0) + \Phi_{space}(L=1) + \text{higher} \quad (2.58)$$

$\Phi_{space}(L=0)$ 表示两个原子正碰，是对称的， $\Phi_{space}(L=1)$ 是反对称的。在原子冷却过程中，中心力场会引起 L 高阶项逐渐消失，在绝对零度的极限情况下，只存在 $L=0$ 这一项，即只有 S 波碰撞可以发生。如果是同一自旋态的粒子，无论是玻色子还是费米子， χ_{spin} 是对称的。而对于费米子 χ_{spin} 和 Φ_{space} 都是对称的。由于受泡利不相容原理的限制，处于同一个量子态的费米子在温度很低时 s 波碰撞被禁止，蒸发冷却不能有效进行。这是费米气体冷却过程中遇到的主要困难，也是导致 DFG 比 BEC

晚实现的原因。

为了克服这一困难，得到简并费米气体，目前主要有两种方案：一是囚禁费米子的不同自旋态，尽管处于同一自旋态的费米子之间的 s 波碰撞是禁止的，但是处于不同自旋态的费米子却可以相互发生碰撞，1999 年 Jin 小组^[13]选用 ^{40}K 原子的 $\langle 9/2, 7/2 \rangle$ 和 $\langle 9/2, 9/2 \rangle$ 自旋态在磁阱中进行蒸发冷却首先实现了费米气体简并，Duke 小组选用 ^6Li 的不同自旋态在光阱中通过蒸发冷却得到 DFG；二是同时囚禁玻色子与费米气体，采用玻色子作为中介，在蒸发冷却阶段，通过玻色子与费米子之间的相互碰撞可以将费米子冷却到量子简并，这种方法称为同步冷却 (Sympathetic cooling)。同步冷却起初是为冷却离子提出来的，目前成为冷却费米气体中使用较多的方法。同步冷却利用不同原子之间的弹性碰撞，不同原子之间的弹性碰撞截面 σ_{ij} 是一个很重要的参量， $\sigma_{ij} = 4\pi a_{ij}^2$ ， a_{ij} 是不同原子之间的散射长度，在铷钾系统中， ^{40}K 与 ^{87}Rb 原子之间的散射长度 a_{RbK} 是一个很大的负数^[104-106]，可以保障同步冷却能够有效地进行，把费米子冷却到量子简并。人们已先后在 ^{40}K 和 ^{87}Rb ， ^6Li 和 ^7Li ， ^6Li 和 ^{23}Na ， ^6Li 和 ^{87}Rb 等系统中实现了费米气体简并。

同步冷却在超冷原子实验中不仅仅限于实现简并费米气体，一些没有“好”的散射长度的玻色子也可以通过同步冷却的方法实现 BEC，或者在玻色玻色混合物实验中也常常用到这种方法^[107-109]。

第三章 ^{40}K 和 ^{87}Rb 原子冷却的实验装置

本章主要介绍实现 ^{40}K 和 ^{87}Rb 原子量子简并的实验装置。要实现 ^{40}K 和 ^{87}Rb 原子的量子简并，在实验中需要使用大量的实验元件，和应用大量的实验技术，在这一章中将要介绍这些内容，主要包括：用于 ^{40}K 和 ^{87}Rb 原子同时冷却的激光器系统，真空系统，钾源和铷源，磁阱，以及实现计算机控制所需要的电路。

3.1 基本实验技术

随着激光技术的发展和半导体激光器件性能的提高，半导体激光器系统作为十分优良的光源被应用于现代物理学的许多领域。它已经成为高分辨率光谱、原子操控，无线电通讯等实验的常用光源。相对于染料激光器和钛宝石激光器而言，半导体激光器具有价格低、可靠性高、操作简单等优点。它的缺点是功率较小，波长范围有一定限制。最近发展起来的锥形半导体激光放大器克服了传统的半导体激光器功率低的限制，实现了输入功率几十毫瓦时，单模功率输出可以达到瓦级以上，波长覆盖范围可以达到 650nm 到 1 μm ，且放大器输出光具有和注入主激光相同的线宽，一般小于 100KHz。如德国 Toptica 公司生产的半导体激光锥形放大器（Tapered Amplifier, TA）。此外，注入锁定技术^[110]也可以用来增大激光器的输出功率。对于激光二极管波长方面存在的问题，通常商用激光二极管的波长都限制在某一个波段范围内。在冷原子物理和激光光谱学研究中，要求激光器的波长位于原子的某一条跃迁线附近或者与原子的跃迁线共振，如研究最多的 ^{87}Rb 原子，其用于冷却和俘获的跃迁线是在 780nm 附近的 Rb 原子 D_2 线。商用激光二极管的波长与原子的跃迁线通常都有一定的差别，在实验中要把激光器的波长完全调谐到原子的跃迁线上，最常用的办法是使用外部光学反馈，如采用外腔光栅反馈的办法，可以在一定的范围内调谐波长。

在我们的实验中，使用了三台外腔光栅反馈半导体激光器（ECDL）、四台注入锁定从激光器（slave laser, SL）和两台 TA 组成激光系统，采用了注入锁定技术和主振荡式功率放大实验方案^[111,112]，极大地简化了激光系统装置。下面对系统的各个部分逐一进行介绍。

3.1.1 半导体激光器特性简介

半导体激光器是利用半导体中的电子光跃迁引起光子受激发射而产生的光振荡器件。采用简单的电流注入方式进行控制。它的光电转换效率很高，输出光可以是单纵模连续输出。图 3.1 是半导体能带结构示意图。能带由价带，禁带和导带组成。通过导带中的电子与价带中的空穴复合来产生受激辐射。热平衡状态下，电子基本上处于价带中，半导体介质对光辐射只有吸收而没有放大作用，当有电流注入激光器的 p-n 结时，热平衡状态受到破坏，因而电流激励可使半导体介质具有增益，半导体介质对光辐射起放大作用，产生激光。

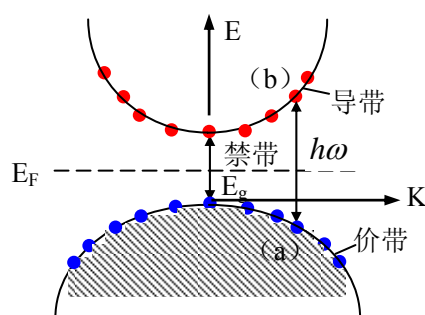


图 3.1 热平衡状态下直接带隙半导体激光器能带结构及电子占据能级情况示意图

半导体激光器的工作特性与注入电流和工作温度都有很大的关系。工作温度的变化可以引起阈值电流，输出功率和激光器中心波长的变化。工作温度降低，波长减小，阈值降低，输出功率增大。

半导体激光器工作过程中，尽管受激辐射占优势，但是自发辐射始终存在，而且辐射出光子的频率，相位，偏振都存在起伏，因此激光器的输出并不是严格单色的，而是有一定的线宽。激光器自由运转时典型的线宽值是几 MHz。

目前激光二极管可以做到单模输出，但是当激光器自由运转时，因为工作环境的影响，激光输出频率往往是不稳定的，是一个随时间变化的无规起伏量。影响激光器频率稳定度的因素主要有以下几个方面：

1, 温度变化引起的影响

半导体激光器的发射波长主要由半导体材料的禁带宽度决定，而禁带宽度又由激光器中 PN 结的温度和注入电流密度决定。其次，半导体激光器的谐振腔的光学长度和增益曲线都与温度有关，因而激光器的波长与温度有关。随着温度的升高，波长以阶梯形式向长波长方向跳跃变化。每一步的变化是由谐振腔光学长度的变化引起

的，而跳跃是由增益曲线移动造成的纵模之间跳变引起的。由于二者的变化差别引起了跳模与反常跳模。为了减小这种影响，必须对激光器进行精确控温。

2, 注入电流的影响

半导体激光器注入电流的变化不但影响激光器的温度，而且还改变载流子的浓度，从而改变激活区的折射率，因此激光器的波长会随着注入电流的起伏而改变。电流调谐曲线也是阶梯形式变化。

3, 光反馈的影响

半导体激光器对外部光反馈极其敏感。当外部不必要的光反馈回激光器会引起激光器频率突然跳模，甚至会顺时锁定激光器。对于有前级放大的半导体激光器，不必要的光反馈会造成激光器的损伤。因此，激光器输出光首先要经过光隔离器来防止不必要的反馈光。

3.1.2 外腔光栅反馈半导体激光器

如上所述，自由运转的半导体激光器的增益曲线范围很宽，通常有几十个纳米，可以同时激发多个振荡模式，导致激光器产生多个频率的激发。尽管目前半导体激光器在自由运转时能够保证单模运转，但当工作温度或者注入电流变化时，会引起激光器在不同的模式之间跳动，噪声也显著增大。为了克服这些不足，通常需要压窄激光器的线宽，降低输出噪声，提高激光频率的稳定性和调制性，人们发现外部光学反馈可以在很大程度上改善激光器的性能。

光栅外部反馈是一种简单而有效的方法。利用光栅将部分光束反射回激光器的增益介质，可以有效的压窄激光线宽。在光栅反馈激光器中，光栅与激光二极管的后表面形成了新的外腔，因而被称为外腔半导体激光器 (Extended Cavity Diode Laser, 简称 ECDL) [113-116]。与其他的反馈方式相比较，光栅反馈外腔半导体激光器有一系列优点。首先光栅作为色散元件，可以对波长进行选择，使激光频率具有较大的连续调谐范围。其次光栅反馈外腔半导体激光器的频率稳定性只取决于激光电流和反馈光栅，因而频率重复性高，而且结构简单紧凑，通过调制光栅后的压电陶瓷或者激光器的注入电流就可以对激光的频率进行调制。

根据反馈量大小与激光器输出端面反射率的比较，光栅外部反馈可分为强反馈和弱反馈两种情况，根据光栅反馈的不同方式分为 Littrow 和 Littman 两种方式，如图 3.2 所示。对于 Littrow 结构，光栅的一级衍射光直接反馈到二极管中，光栅的入射光和一级衍射光光路重合。此时光栅和二极管形成外腔，通过调节光栅的角度，

使不同波长的一级衍射光反馈到二极管中，实现波长的连续调节。Littman 结构中光束的入射角很大，一般为掠入射，一级衍射光束入射到另一全反镜上，原路返回，再经过光栅反射入射到激光器增益介质。通过调节反射镜的角度，可以对反馈波长进行选择，故在波长调节过程中光栅及其零级衍射光的方向不变。在 Littrow 结构中，光栅的零级衍射光作为输出光，在调节过程中，输出光方向随光栅角度变化，这样在实验中就有诸多不便，为了保持输出光方向不变，实验上通过加一与光栅平行且与光栅相对位置固定的反射镜，作为耦合输出镜，使输出光的方向不受光栅角度的影响。Littman 结构复杂，效率低，所需光栅面积大，对于各种外部因素更加敏感。在实验中我们实验室自行制作的光栅外腔反馈半导体激光器通常采用 Littrow 的结构。

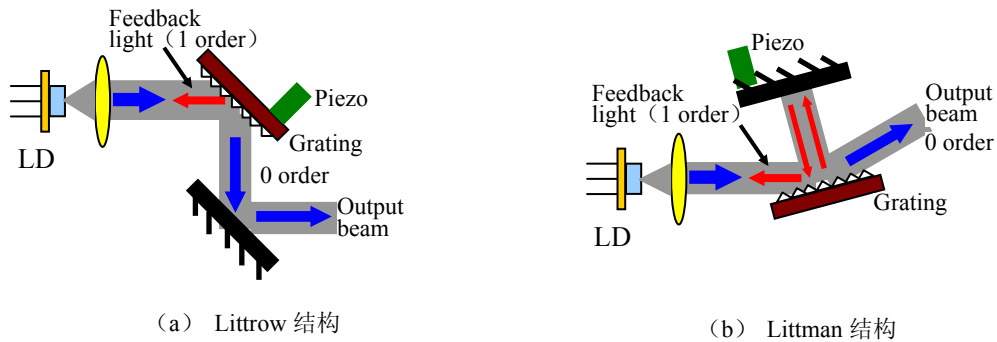


图 3.2 光栅外腔反馈半导体激光器原理图

在 ECDL 中，激光二极管的前后表面形成一个谐振腔，光栅与激光二极管的后表面之间也形成一个谐振腔，在这两个谐振腔中，分别存在独立振荡的激光场。只有当这两个光场的位相一致时，激光器才能够运转在单模状态。要想在不跳模的条件下连续调谐激光器的频率，必须使这两个光场的位相始终保持一致。目前主要有两种方法，一种方法是使用前表面镀有减反膜的激光二极管，LD 前后表面谐振腔之间的激光场由于输出损耗增大而不能形成振荡；另一种方法是同时扫描激光器的腔长和

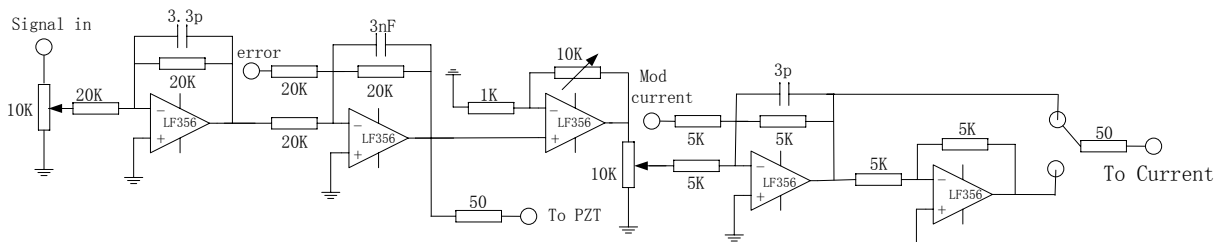


图 3.3 可以同时调谐光栅压电陶瓷的电压和激光器的驱动电流的电路图。

驱动电流，在调谐激光器的过程中使上述两个光场的位相总保持一致，这种方法只需要一个简单的电路就能实现，电路如图 3.3 所示，该电路把扫描信号分成两路，分别加载在光栅压电陶瓷 PZT 和激光器电流源上，调节两路信号的大小以适当的比例同时扫描激光器的腔长和电流，可以增大扫描的范围。

3.1.3 注入锁定激光器

注入锁定是指用一个低功率、窄线宽的激光器（称为主激光器）作为种子源注入到高功率激光器（称为从激光器）中，当注入光有效地匹配到从激光器中时，从激光器自由运转时的振荡模式就会被抑制，从激光器跟随主激光器的频率运转。这种现象类似于机械运动中的受迫振动。注入锁定技术可以保证半导体激光器单模操作，实现线宽压窄，降低半导体激光器的分布噪声，确保在高速调制情况下半导体激光器工作于单模状态。图 3.4 是注入锁定原理示意图。种子激光从隔离器的偏振输出口反射注入激光器。种子激光的偏振方向如图中红色圆圈中所示，它会无衰减地通过隔离器。注入锁定激光器（LD）的输出光由于偏振不纯，会有很少的一部分从隔离器输出端的棱镜 PBS 反射出来，这就可以很方便地调节注入的效果，只要注入的种子光与反射出来的激光完全重合，就可以得到满意的注入效果。调节 LD 的工作温度与电流，当种子光满足半导体增益条件与内腔共振条件时，种子光很容易取得竞争优势而形成稳定的振荡。

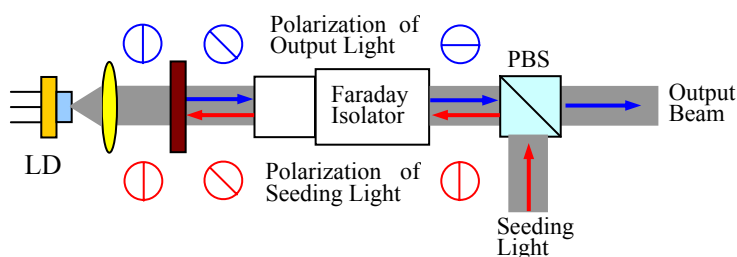


图 3.4 注入锁定原理图

在实验中我们使用三台 Toptic 公司生产的半导体激光器经四条光纤输出分别注入四个自制的半导体激光器来实现频率的注入锁定。

3.1.4 半导体激光放大器的研制

由于光栅外腔反馈半导体激光器功率上的限制，在原子冷却和俘获实验中对激光功率进行放大成为必然要求。半导体激光放大器是一种功率放大器件，它可以在

工作范围内对注入的激光进行线性放大。而且放大器的增益有一定线宽，在实验中可以同时放大铷和钾的冷却俘获光。当注入功率增大到一定值时，放大器会出现饱和现象。半导体激光放大器在商业上可以得到，然而由于半导体激光放大器注入效率和输出光斑模式对实际科研工作影响很大，商用的半导体激光放大器不能满足实际应用中的灵活性，而且由于这些产品易损耗，寿命短，其价格十分昂贵，限制了在科研工作中的广泛应用。因此许多实验小组^[117,118]都自己制作实验中所需的半导体激光放大器。我们也参考国外研究小组的经验，制作了半导体激光放大器。

实验中采用了主振荡式功率放大结构。整个半导体激光放大器由锥形放大器芯片（EYP-TPA-0780-01000-3006-CMT03-0000, eagleyard photonics 输出功率最大为 1000mW），控温系统，供电电流源系统，整形系统和充气装置构成。根据锥形半导体放大器芯片的特点和散热要求，在实验中选取了导热性能好的材料紫铜经过机械加工成制冷块固定体，紫铜固定体下面放置有一个 30mm×30mm 的半导体制冷块，在实验中使用半导体制冷块和反馈热敏电阻对放大器进行精确控温。然后将紫铜固定体和制冷块等集成一个整体密封固定在 IP65 标准铝盒中。盒子底部与散热块紧密结合，它们一起构成放大器的控温散热系统。控温仪和供电电流源是我们所自行设计生产的，它们分别通过固定在盒子侧面的四针和两针气密封连接器给内部的芯片控温，供电。由于芯片的防尘很重要，在实验中我们一般在超净室中进行安装调试，然后再进入实验室使用。为了保证芯片在实验室有一个洁净的工作环境，我们在铝盒的侧面安装有一个充气阀，使用一段时间之后就给密封盒子内部充气保证其内部为正气压以起到防尘的作用。放大器工作时，输入和输出端都有自发辐射的荧光。为了得到呈基模高斯分布的输出光束，输出光需要进行整形。由于输出光在水平和竖直两个方向的发散角不同，我们在盒子内部首先使用一个准直透镜（Thorlabs, C240TM-B）先对输出光进行竖直方向准直，然后使用一个柱面镜再对水平方向进行准直，接着采用了一个由凸透镜和凹透镜组成的望远镜系统对光斑整形。对于输入端，我们也在盒子内部使用一个准直透镜（Thorlabs, C240TM-B）将其竖直方向大致准直，然后在匹配放大器输入时，再使用透镜组对输入光进行整形匹配。图 3.5 是我们自制的半导体激光放大器的结构示意图，图 3.6 是放大器输出端的外部整形光路图。我们自制的半导体激光放大器，激光功率在电流 1.2A 时，可以放大 19dB，输出模式对于单模保偏光纤的耦合效率可以达到 55%。

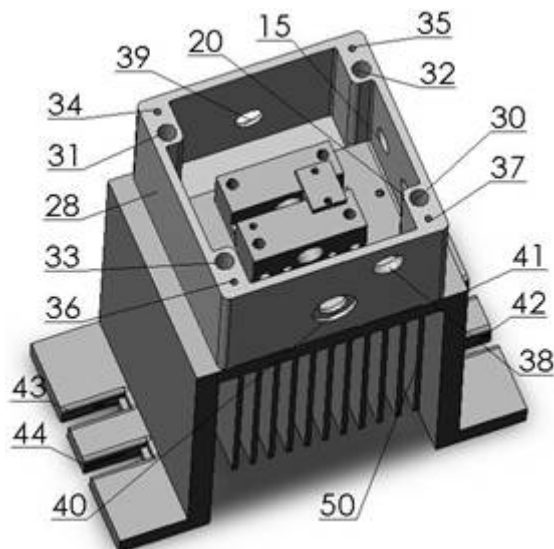


图 3.5 半导体激光放大器结构示意图

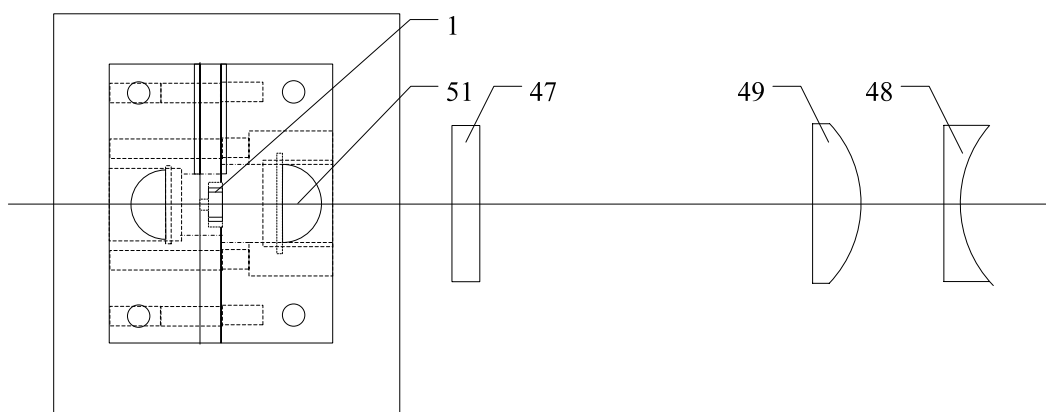


图 3.6 整形光路图. 1: TA 芯片 47: 柱面镜 48: 平凹透镜
49: 平凸透镜 51: 非球面镜-C240TM-B

3.1.5 调制转移光谱技术

调制转移光谱技术是指在饱和吸收光谱中，对泵浦光进行频率调制而探测光的频率保持不变，被调制的泵浦光频率成分中包含泵浦光中心频率 ν 及边带频率 $\nu \pm nf$ ， f 为调制频率。考虑调制较浅的情况，即忽略高阶边带而只考虑正负一阶边带 $\nu \pm f$ 。在原子样品的三阶非线性效应作用下，发生近简并四波混频过程，强泵浦光的频率调制可以转移到未经调制的弱探测光上，因此称作调制转移光谱。如果使用声光调制器（AOM）对泵浦光进行调制，将调制信号迭加到 AOM 的射频驱动源上，在发生调制转移的同时，泵浦光相对于探测光有一频率失谐 Ω 。因为泵浦光和

探测光的传播方向相反，相对于一定速度分量的原子分别发生多普勒红移和蓝移，只有某一速度分量的原子才能同时与泵浦光、探测光共振，即发生调制转移过程。此时原子相对于两束光的红移、蓝移失谐相等，所以在调制转移光谱中，如果使用 AOM 对泵浦光进行调制，则探测光与泵浦光相对于观察到的饱和吸收信号的频移量正好等于 AOM 频移量的一半。

使用这种方法对激光器进行稳频主要有两个优点：一是调制频率不是直接加到激光器上，可以避免对激光器直接调制导致的额外频率噪声；二是可以使用 AOM 对激光器的频率进行设置。

3.1.6 声光调制器 (AOM)

在激光冷却和俘获实验中，实验中不同频率的许多光束，如探测光，冷却光，泵浦光等有时都需要从同一光源中获得，声光调制器因此被广泛用于激光冷却实验中的频率控制。声光调制器的原理示意图如图 3.7 所示。一个频率为 Ω 的射频信号接到声光调制器上，它会导致晶体内产生移动的密度波，密度波以声速 v_s 传播，进而晶体的折射率会以波长 $\Lambda = v_s / \Omega$ 被调制，因此射频信号作用的这部分如同一个光学“相位光栅”。当光波通过此介质时，就会产生光的衍射。其衍射的强度、频率、方向等都随着超声波的变化而变化。

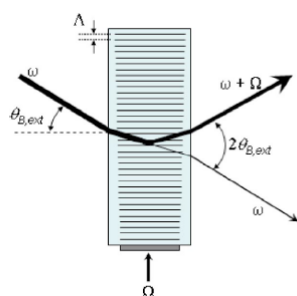


图 3.7 声光调制器原理示意图

在我们的实验中，AOM 主要用来控制光的开关，强度和设置光的频率。分别通过单次和双次通过 AOM 来实现。AOM 的衍射效率对入射光的腰斑大小有很强的依赖关系，在达到一级衍射效率为 90% 的最佳匹配腰斑 500 μm 之前，衍射效率随着腰斑大小的增加而增加。在实验中我们使用了美国 Crystal 公司的产品，射频饱和功率为 0.65W，布拉格衍射角为 8.3mrad，工作带宽为 24MHz，通光孔径为 3mm，实际有效的孔径为 1mm。

我们首先看单次穿过的情况。图 3.8 是单次穿过 AOM 的光路图。首先使用一个平凸透镜对高斯光束进行聚焦进入 AOM，然后将一级衍射光重新准直进入光路。在这样的光路设置下，一级光的衍射效率最多为 75%左右，没有能够达到很高的衍射效率，原因可能是：由于平凸透镜的聚焦，入射光束会有一个发散角，我们所使用的 AOM 标称的布拉格角度为 8.3mrad，在一般情况下，聚焦入射光束的发散角都会大于这个角度，因此入射光中只有一部分光是和晶体的布拉格衍射条件相匹配，只有这部分光才会被衍射到一级光中，所以效率很难再得到提高。

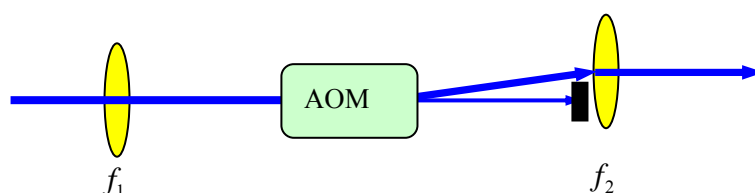


图 3.8 单次穿过 AOM 衍射光路示意图

基于以上原因，人们在实验中提出了另外一种方案^[119]，如图 3.9 所示。使用一组伽利略望远镜来减小激光腰斑大小，并且使其平行进入 AOM，然后再用一组同样的透镜组将腰斑大小准直到原来大小。用伽利略望远镜系统将入射的 AOM 的光束进行准直，这样就可以有效的减小入射光的发散角，使更多的光束满足布拉格衍射的条件，可以大大地提高效率，而且用望远镜系统将光斑进行缩小，就可以在实验中通过不同的透镜组来使入射光腰斑大小尽可能接近最佳耦合效率对应的腰斑大小。理论上使用非常短的透镜，比如 $f_1=200$ ， $f_3=-25$ ，可以将腰斑大小缩小到很小，但在这种情况下，衍射效率对两个透镜之间的距离非常敏感，增加了调节的难度。在实际实验中，单次穿过的情况下，我们通常使用透镜组 $f_1=250$ ， $f_3=-50$ ，单次穿过一级衍射效率可以提高到 85%。

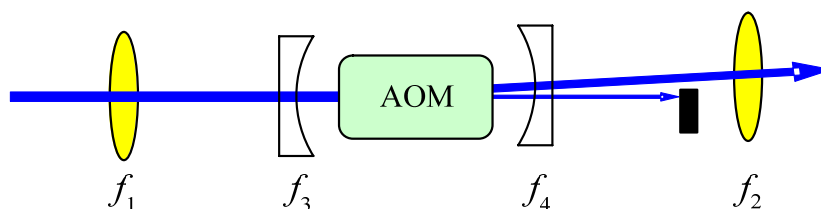


图 3.9 单次穿过 AOM 衍射光路示意图

由于 AOM 的衍射角度是调制频率的函数，当扫描 AOM 的驱动频率时，一级衍射光的角度就会发生变化，这样就不能满足后面实验上的要求，为了解决这个问题，

人们采取了两次穿过 AOM 的形式。两次穿过 AOM 的动量守恒示意图如图 3.10 所示，因此在实验中当精细调节使一级衍射光原路返回，第二次穿过 AOM，则第二次

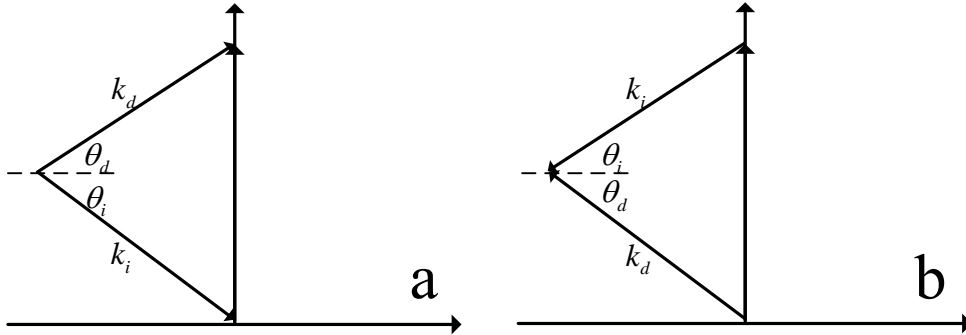


图 3.10 两次穿过 AOM 动量守恒示意图.
a: 第一次穿过 AOM b: 第二次穿过 AOM

穿过的一级衍射光将与原来的零级入射光完全重合。但是在实验中，人们使用 0° 高反镜使一级衍射光原路返回时，只是针对某一固定频率的射频信号，当扫描射频信号时，还是存在同样的问题，因此实验中采用了如图 3.11 所示的双穿形式。在这种情况下，当扫描射频频率时，衍射角度也同时被扫描，但是由于 AOM 放在凸透镜的焦点上，在透镜焦点处发射的光通过透镜以后将平行出射，因此当衍射角度变化时，只会使经过透镜的光有一个平移，只要保证衍射光束始终能入射到高反镜上，就都可以原路返回与入射光重合。在这样的结构下，我们两次穿过的效率可以达到 60%。

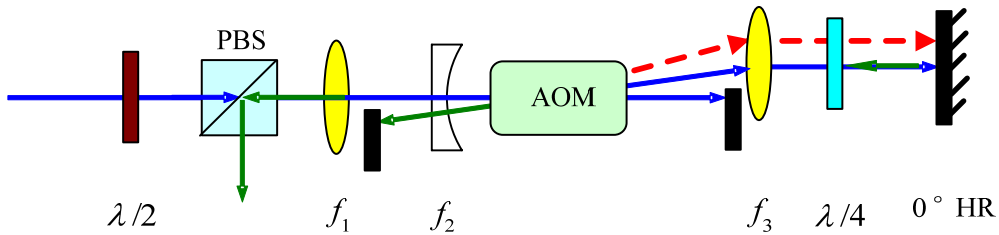


图 3.11 两次穿过 AOM 衍射光路示意图

3.2 半导体激光器系统

在我们的实验中采用了三台 Toptica 公司生产的光栅外腔反馈半导体激光器 DL100、四台自制的注入锁定从激光器 (SL) 和两台 Toptica 的半导体激光放大器 BoosTA 组成激光系统。三台 ECDL 都采用饱和吸收调制转移光谱技术进行稳频

[120-122]。稳频后通过声光调制器（AOM）移频产生实验中所需的各种频率的光。

3.2.1 半导体激光器的稳频

实验中，三台 Littrow 结构的 ECDL 作为主激光器使用，在我们实验中使用调制转移光谱对铷和钾的主激光器进行稳频，具体过程如图 3.12 所示，主激光器输出光束中分出一小部分光 B2（约 1mW）用来做饱和吸收稳频。B2 又通过一个 K9 玻璃分成三束，K9 玻璃前后表面的反射率相等（约 4%），其中 1 是探测光，2 是参考光，3 是饱和光，光束 3 通过 AOM 移频后 1 级衍射光（可根据需要选择+1，或-1 级衍射光）注入铷吸收泡，在空间上与探测光重合，但传播方向相反，稳频时调制信号加载在 AOM 上，即对饱和光 3 进行调制。调制信号由锁相放大器输出并耦合到 AOM 的驱动信号源 VCO 上，调制频率为 30KHz，AOM 的驱动频率为 Ω 。探测光与参考光用差分探测器探测可以得到消多普勒背景的饱和吸收谱。探测器输出的信号送入带通滤波器滤波后得到的电信号输入锁相放大器进行混频，解调出微分误差信号。误差信号通过一个自制的 PID 电路分成两路分别加载到激光器的电流源与压电陶瓷上，实现对激光器的频率锁定。

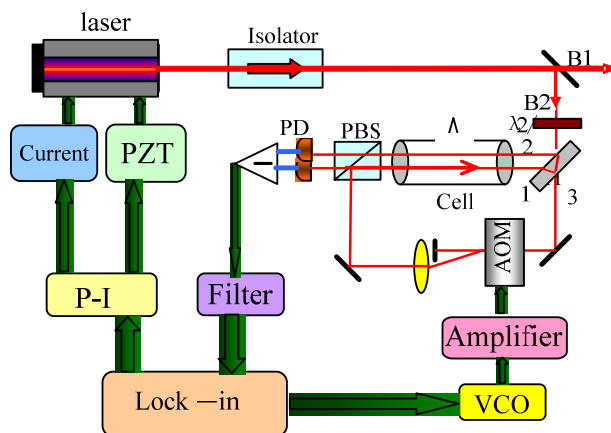


图 3.12 激光器稳频示意图

激光器锁定在饱和吸收信号峰上后，激光器的频率相对于跃迁线有一个偏移 $-\Omega/2$ 。这样既可以通过 AOM 设置激光的频率，又避免了直接对激光器电流进行调制所引起的抖动。

实验中有两台主激光器用作铷原子的激光冷却和俘获，其中一台 (DL100, 70mW, Toptica) 用作 ^{87}Rb 原子的冷却光。用上述调制转移方法把激光器锁在铷原子的 $F=2 \rightarrow F'=3$ 跃迁线上。用来调制的 AOM 的驱动频率为 146.4MHz, AOM 的+1 级衍射光

作为饱和光。图 3.13 是在实验中得到的误差信号。则激光器的输出频率为 $\nu_{\text{Rb c laser}} = \nu_{2 \rightarrow 3} - 73.2\text{MHz}$ ， $\nu_{2 \rightarrow 3}$ 表示 ^{87}Rb 原子 $5^2\text{S}_{1/2}$ ， $F=2 \rightarrow 5^2\text{P}_{3/2}$ ， $F'=3$ 共振跃迁频率。

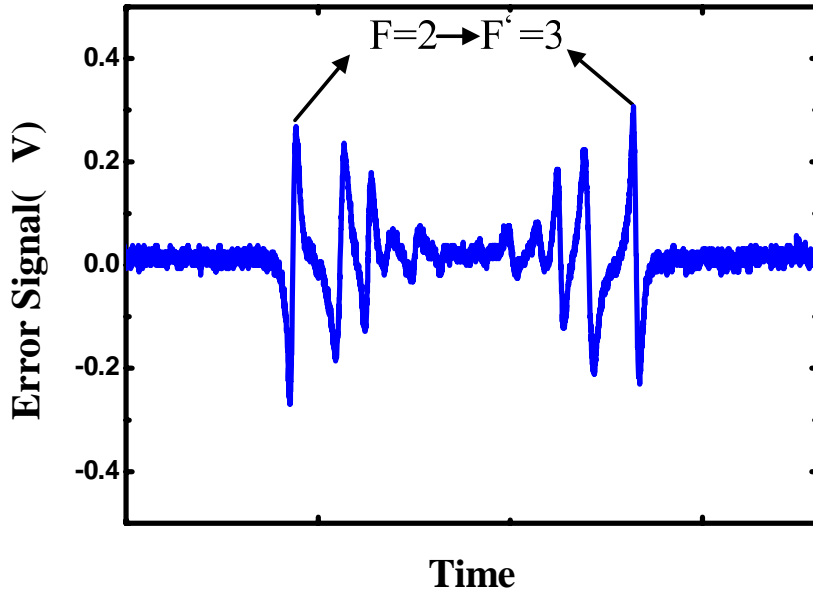


图 3.13 Rb cooling 光鉴频信号

另外一台 780nm 的主激光器（原来是 Sacher DL100，后因锁定问题换为 Toptica, DL100, 70mW）用作铷原子的再抽运光，采用和 ^{87}Rb 冷却光相同的频率设置方案，稳频时通过 80MHz 的 AOM 对激光器进行外部调制，AOM 的+1 级衍射光作为饱和光，锁在铷原子 $F=1 \rightarrow F'=1 - F'=2$ 交叉线上，则 $\nu_{\text{Rb r laser}} = \nu_{1 \rightarrow 2} - 156.92\text{MHz}/2 - 40\text{MHz}$ ， $\nu_{1 \rightarrow 2}$ 表示 ^{87}Rb 原子 $5^2\text{S}_{1/2}$ ， $F=1 \rightarrow 5^2\text{P}_{3/2}$ ， $F'=2$ 共振跃迁频率。图 3.14 是在实验中得到的 Rb repumping 稳频时的误差信号。

第三台主激光器（Toptic DL100）的波长是 767nm，对应于钾原子的 D_2 线，由于 ^{40}K 的基态能级分裂为 1286MHz，因此通过 AOM 移频，可以同时产生钾原子的冷却光和再抽运光。用作激光器稳频的钾泡是自然丰度的， ^{40}K 的含量很小，观察不到 ^{40}K 的饱和吸收信号，因此无法把激光器直接锁定在 ^{40}K 的跃迁线上。 ^{39}K 与 ^{40}K 的能级结构见图 3.15，在图 3.15 中以 ^{39}K 的能级为参考标出了各个能级间的频率差。其中 ^{40}K 的 $F=9/2 \rightarrow F'=11/2$ 跃迁线与 ^{40}K 的 $F=7/2 \rightarrow F'=9/2$ 跃迁线相对于 ^{39}K 的 $F=1 \rightarrow F'=0, 1, 2$ 跃迁线分别为蓝失谐 375.8MHz 和红失谐 866.6MHz。实验中通过 132.4MHz 的 AOM 对激光器进行调制，AOM 的-1 级衍射光作为饱和光，把激

光器锁在 ^{39}K 的 $F=1 \rightarrow F'=0, 1, 2$ 跃迁线上, 则钾的主激光器的输出频率为 $\nu_{\text{K Laser}} = \nu_{1 \rightarrow 0-2} + 132.4/2\text{MHz}$ 。图 3.16 是在实验中得到的钾的主激光器稳频时的误差信号。

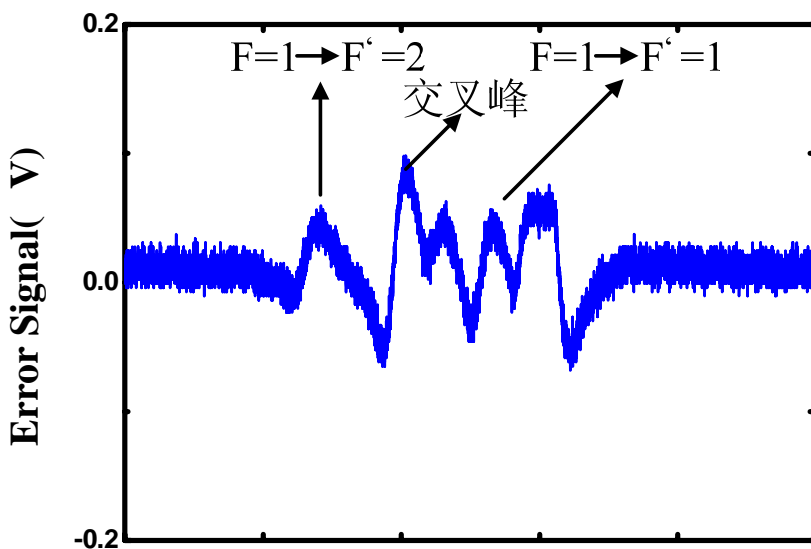


图 3.14 Rb repumping 光鉴频信号

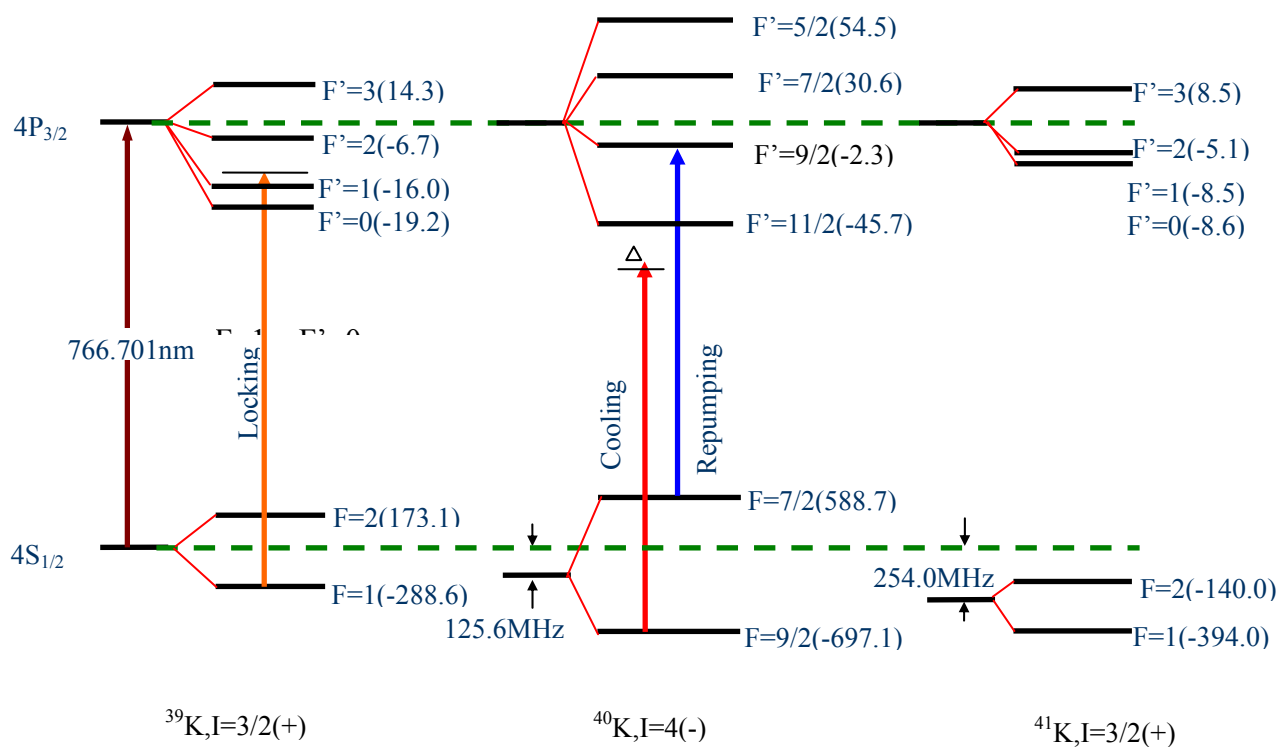


图 3.15 ^{39}K 、 ^{40}K 、 ^{41}K 的超精细能级示意图。图中能级分裂单位是 MHz。I 表示核自旋。F 表示总自旋。以 ^{39}K 的能级为参考能级^[123]

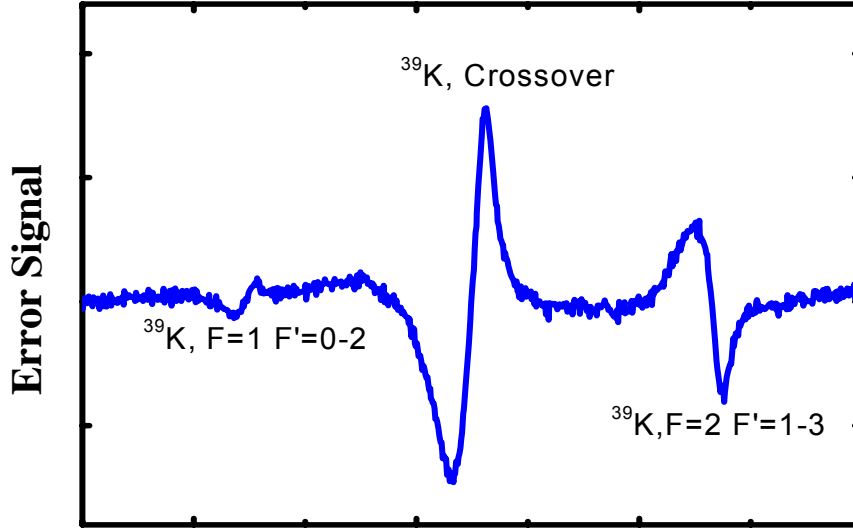


图 3.16 钾主激光器稳频鉴频信号

3.2.2 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的冷却光和再抽运光

在碱金属原子实验中使用 D_2 跃迁线来实现对原子的激光冷却与俘获。以 ^{87}Rb 为例说明情况，图 3.17 是 ^{87}Rb 原子 D_2 线超精细能级结构图。超精细跃迁 $5^2\text{S}_{1/2} \text{F}=2 \rightarrow 5^2\text{P}_{3/2} \text{F}=3$ 和 $5^2\text{S}_{1/2} \text{F}=1 \rightarrow 5^2\text{P}_{3/2} \text{F}=2$ 组成所谓的冷却循环跃迁，可近似为一个准二能级系统。理想情况下，铷原子在负失谐的冷却光作用下由基态 $\text{F}=2$ 跃迁到激发态 $\text{F}=3$ ，根据选择定则 $\Delta L=1$ ，处于 $5^2\text{P}_{3/2} \text{F}=3$ 态的原子只能通过自发辐射回到基态 $\text{F}=2$ 。然后再次被冷却光激发到上能级，如此循环往复实现原子的冷却。但实际上，由于激发态各精细能级之间的频率间距较小（百 MHz 量级），而且冷却光有一定的线宽，原子吸收光子后可能由基态能级跃迁到激发态其他精细能级上，通过自发辐射回到与冷却光不共振的其他基态能级上（ $5^2\text{S}_{1/2} \text{F}=1$ ），即铷原子总有一定的几率通过光抽运作用被抽运到不参与冷却与俘获过程的另一个原子基态（ $5^2\text{S}_{1/2} \text{F}=1$ ）上。这样经过极短的时间，大量的铷原子从基态 $5^2\text{S}_{1/2} \text{F}=2$ 输运到 $5^2\text{S}_{1/2} \text{F}=1$ ，在 $\text{F}=1$ 态上形成积累而不再参与冷却过程。为了克服光抽运现象，使用频率 $5^2\text{S}_{1/2} \text{F}=1 \rightarrow 5^2\text{P}_{3/2} \text{F}=2$ 的再抽运光把落到 $5^2\text{S}_{1/2} \text{F}=1$ 的原子再重新抽运到冷却过程中。

钾原子与铷原子相比，激发态能级之间的分裂更小（几十 MHz）， ^{40}K 的超精细能级示意图见图 3.15，因此在冷却光 $4^2\text{S}_{1/2} \text{F}=9/2 \rightarrow 4^2\text{P}_{3/2} \text{F}=11/2$ 的作用下，会以

更大的几率抽运到基态精细能级 $4\ ^2\text{S}_{1/2}\ F=7/2$ 上，光抽运现象更严重，所以实验中需要的再抽运光的功率也就更大。

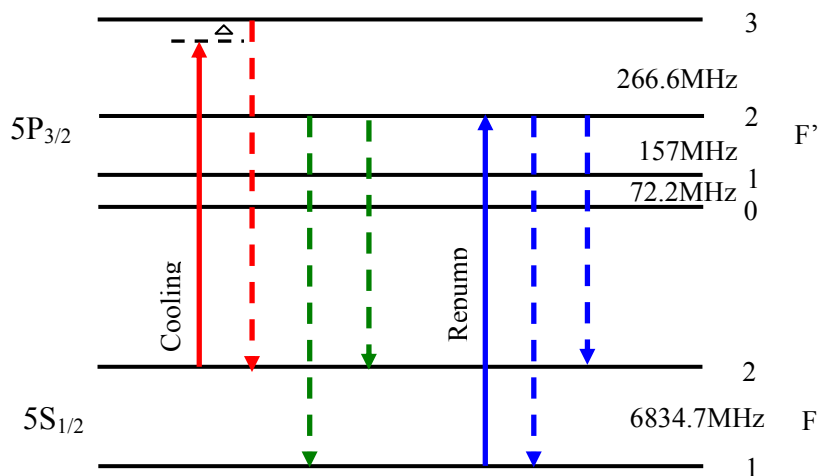


图 3.17 ^{87}Rb 原子超精细能级结构图。该图示出了 ^{87}Rb 原子冷却循环跃迁发生时的物理图景。实验中冷却光的工作频率相对于 $5\ ^2\text{S}_{1/2}\ F=2 \rightarrow 5\ ^2\text{P}_{3/2}\ F=3$ 负失谐 $2\Gamma \sim 3\Gamma$ (Γ 是原子的自然线宽, ^{87}Rb 的典型值是 6MHz)。再抽运光 $5\ ^2\text{S}_{1/2}\ F=1 \rightarrow 5\ ^2\text{P}_{3/2}\ F=2$ 用来消除光抽运效应, 保障激光冷却持续进行。

三台 ECDL 都采用饱和吸收光谱技术进行稳频。稳频后通过声光调制器 (AOM) 移频产生四束不同频率成份的激光分别用来产生 ^{40}K 和 ^{87}Rb 原子的冷却光和再抽运光。四束不同频率成份的激光通过光纤耦合输出, 由于 AOM 衍射效率和光纤耦合效率的限制, 从光纤输出的光功率比较小, 为了得到较大的功率, 将四束光纤耦合输出光分别注入锁定四台 SL (分别是 ^{87}Rb 冷却光, ^{87}Rb 再抽运光, ^{40}K 冷却光和 ^{40}K 再抽运光从激光器), 然后为了获得更大功率的激光用于磁光阱冷却, 将 ^{87}Rb 冷却光、 ^{40}K 冷却光和 ^{40}K 再抽运光从激光器输出的光分别注入两台 TA 中进行放大, 产生用于 ^{87}Rb 和 ^{40}K 气室磁光阱的冷却光和再抽运光。

3.2.2.1 注入锁定激光器的实现

通过以上方法, 三台稳频以后的 ECDL 主激光器通过 AOM 移频产生了四束不同频率的激光, 这四束光分别通过单模保偏光纤 (OZ Optics) 转移到另外一个光学平台上, 光纤的型号是 LPC-02-780-5/125-P-2.4-11AS-40-A3A-3-4, 这样所有的激光源可以单独放在一个光学平台上, 尽量减小外界的干扰而保持稳定。

由于 AOM 衍射效率和光纤耦合效率以及光路中的损耗的限制, 从光纤输出的光功率比较小, 四束光的功率分别是, ^{87}Rb 冷却光 12mW ; ^{87}Rb 再抽运光 10mW ; ^{40}K

冷却光 2.4mW; ^{40}K 再抽运光 2.1mW, 为了得到适当的激光功率注入 TA 进行放大, 我们首先将光纤输出的光分出一小部分注入锁定自制的 SL, 注入功率小于 1mW。剩余的种子光可以用作泵浦光、探测光等。实验中具体过程如图 3.18 所示, 图中只画出了 ^{87}Rb 冷却光 (图 3.18 (a)) 和 767nm 激光器 (图 3.18 (b)) 的光路, ^{87}Rb 再抽运光的光路与 ^{87}Rb 冷却光的光路是相同的。SL 输出的光经过一个隔离比为 40dB

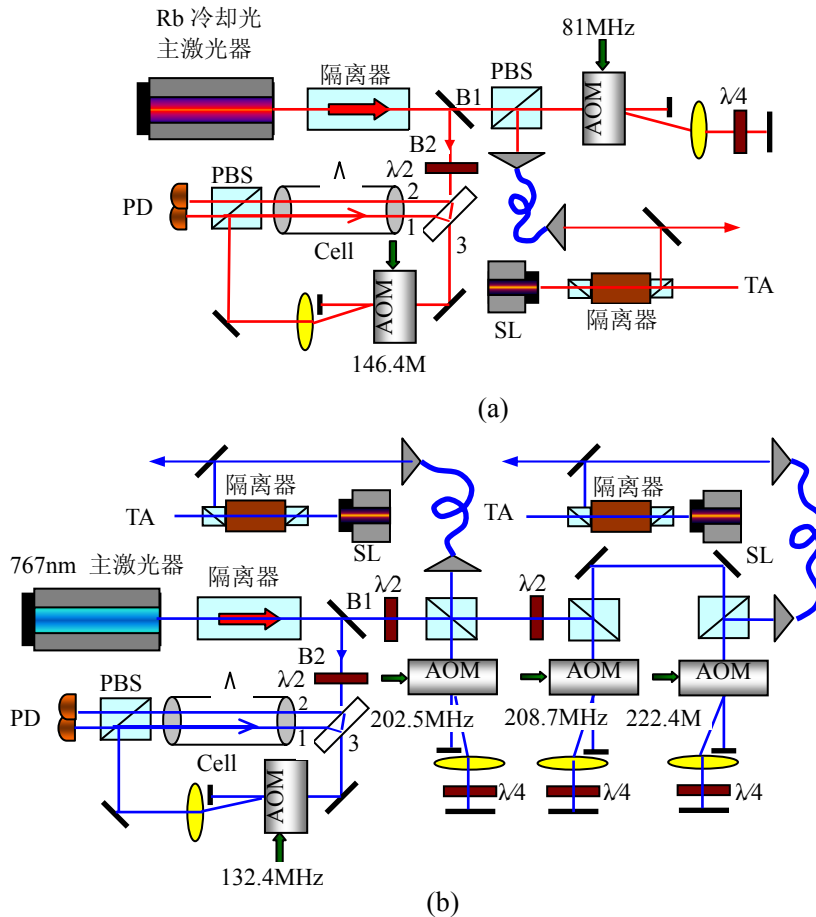


图 3.18 激光器稳频及注入锁定示意图。(a) Rb 冷却光光路示意图; (b) K 冷却光和再抽运光光路示意图; $\lambda/2$: half waveplate; $\lambda/4$: quarter waveplate; PBS: polarising beamsplitter cube; PD: photodiode; SL: slave laser

的带有偏振输出口的隔离器 (ISOWAVE I-780T-5H) 以防止光反馈, 种子激光从隔离器的偏振输出口注入 SL, 调节 SL 的温度和电流, 当 SL 的频率与注入的种子光的频率接近时, 可以实现有效的注入锁定。锁定后, 如果改变 SL 的电流, 可以看到在大约 2mA 的范围内, SL 的输出频率保持不变, 和光纤输出的光频率一致。则用于冷却 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的冷却光和再抽运光的频率分别为: $\nu_{\text{Rb c}} = \nu_{\text{Rb c laser}} + 2 \times 82\text{MHz} - 110\text{MHz} = \nu_{2 \rightarrow 3} - 19.2\text{MHz}$, 即相对于 $F=2 \rightarrow F'=3$ 跃迁线负失谐 19.2MHz, 其中

$\nu_{\text{Rb c}}$ 表示 Rb 冷却光的频率。 $\nu_{\text{Rb r}} = \nu_{\text{Rb r laser}} + 2 \times 109.4\text{MHz} - 112.3\text{MHz} = \nu_{1 \rightarrow 2} - 12\text{MHz}$ ，即相对于 $F=1 \rightarrow F'=2$ 跃迁线负失谐 12MHz，其中 $\nu_{\text{Rb r}}$ 表示 Rb 再抽运光的频率。 $\nu_{\text{K c}} = \nu_{\text{K Laser}} + 2 \times 202.5\text{MHz} - 110\text{MHz} = \nu_{1 \rightarrow 0-2} + 361.2\text{MHz} = \nu_{9/2 \rightarrow 11/2} - 14.6\text{MHz}$ ，即相对于 ⁴⁰K 的 $F=9/2 \rightarrow F'=11/2$ 跃迁线负失谐 14.6MHz，其中 $\nu_{1 \rightarrow 0-2}$ 表示 ³⁹K 的 $F=1 \rightarrow F'=0, 1, 2$ 跃迁线， $\nu_{9/2 \rightarrow 11/2}$ 表示 ⁴⁰K 的 $F=9/2 \rightarrow F'=11/2$ 跃迁线， $\nu_{\text{K c}}$ 表示 K 冷却光的频率。 K 再抽运光频率 $\nu_{\text{K r}} = \nu_{\text{K Laser}} - 2 \times 208.7\text{MHz} - 2 \times 222.4\text{MHz} - 110\text{MHz} = \nu_{1 \rightarrow 0-2} - 906\text{MHz} = \nu_{7/2 \rightarrow 9/2} - 39.4\text{MHz}$ ，即相对于 ⁴⁰K 的 $F=7/2 \rightarrow F'=9/2$ 跃迁线负失谐 39.4MHz，其中 $\nu_{\text{K r}}$ 表示 K 再抽运光的频率。在每个式子中都减掉的 110MHz，是因为从激光器输出光经过放大器之后又都经过了一个射频驱动频率为 110MHz 的 AOM (Rb repumping 光也另外经过了一个 110MHz 的 AOM)，它的-1 级衍射光用作 MOT 冷却和俘获。这样设置的目的是，这个 AOM 在实验中可以用来调节冷却光的失谐和强度，而且 AOM 还是一个很好的光开关，关断时间比机械开关要短很多。

3.2.2.2 半导体激光放大器

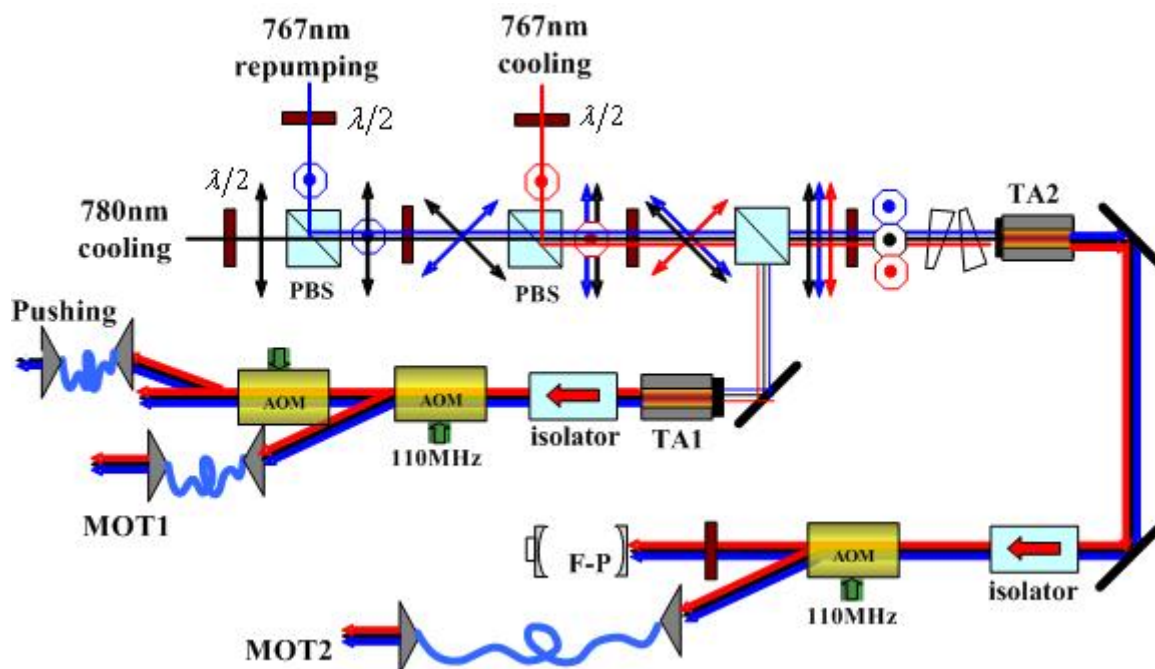


图 3.19 TA 注入光路示意图。λ/2: half waveplate; PBS: polarising beamsplitter cube; F-P: Fabry-Perot cavity

为了得到用于 MOT 的更大功率的激光,我们使用了两台 TA(Toptica BoosTA780)来进行二级放大。因为 ^{87}Rb 再抽运光在注入锁定后的输出功率有 65mW,可以满足 ^{87}Rb 原子的精细结构再抽运。而 ^{40}K 原子的激发态能级分裂很小,只有几十 MHz,所以需要更多的再抽运光,因此在实验中,只把 ^{87}Rb 冷却光、 ^{40}K 冷却光和 ^{40}K 再抽运光三束注入到 TA 中进行放大。图 3.19 是 TA 光路示意图。三台从激光器输出的光通过两个偏振分光棱镜耦合起来,然后再通过一个偏振分光棱镜将注入光功率平分,分别注入 TA1 和 TA2 进行放大,用作第一级和第二级磁光阱俘获,从 TA 输出的光分别经过一个隔离比为 60dB 的光隔离器(Linos FI-790-TV)来防止剩余光反馈对放大器的影响,然后单次穿过 110MHz 的 AOM 来设置光的频率,偏移-110MHz, -1 级光经过光纤滤波后用于 MOT1 和 MOT2 原子的俘获和冷却,TA1 的零级光再经过 AOM 频移到和冷却光近共振作 Push 光用,TA2 的零级光用来注入 F-P 腔,观测从激光器的模式。

在实验中发现这个光路设计存在一些问题,首先由于耦合,Rb cooling 和 K repumping 光会分别损失掉一半。其次,当铷和钾的俘获激光同时注入到放大器时,由于二者放大增益不同,二者之间会存在模式竞争,导致放大器对两种光的放大输出不稳定。最后,放大器输出光对光纤的耦合效率比较低,最高只能到 60%左右,这样用于冷却的光功率会比较低;且存在保偏问题,一直没能够很好的解决,尽管采用了论文^[112]中的办法。以上问题严重影响了原子的俘获和冷却,所以我们对光路进行了改进。改进后的光路如图 3.20 所示。首先,我们将 TA1 和 TA2 分别用作 Rb 原子的冷却光,K 原子的冷却和泵浦耦合光的注入放大,避免了在放大器中两个模式之间竞争造成的功率不稳定;其次,Rb 原子的冷却光全部用于注入,由于耦合而造成的功率损失被避免,K 的冷却光和再泵浦光耦合时漏掉的光被用于 optical pump 阶段的 pump 光,提高了光束的利用率。实验中 TA1 的工作电流为 1.4A,注入 Rb 冷却光功率为 30mW,输出功率为 245mw 左右,可以满足实验要求。TA2 工作电流为 1.4A 注入功率为 20mw,输出功率约 210mw 左右,略小,会影响到俘获的原子数目,但是这个功率也可以完成费米气体简并。在吸收成像时,机械开关用来实现光的开启和关断,而胶合在机械开关上的波片用来实现同一束光在冷却原子的不同阶段功能的转换。

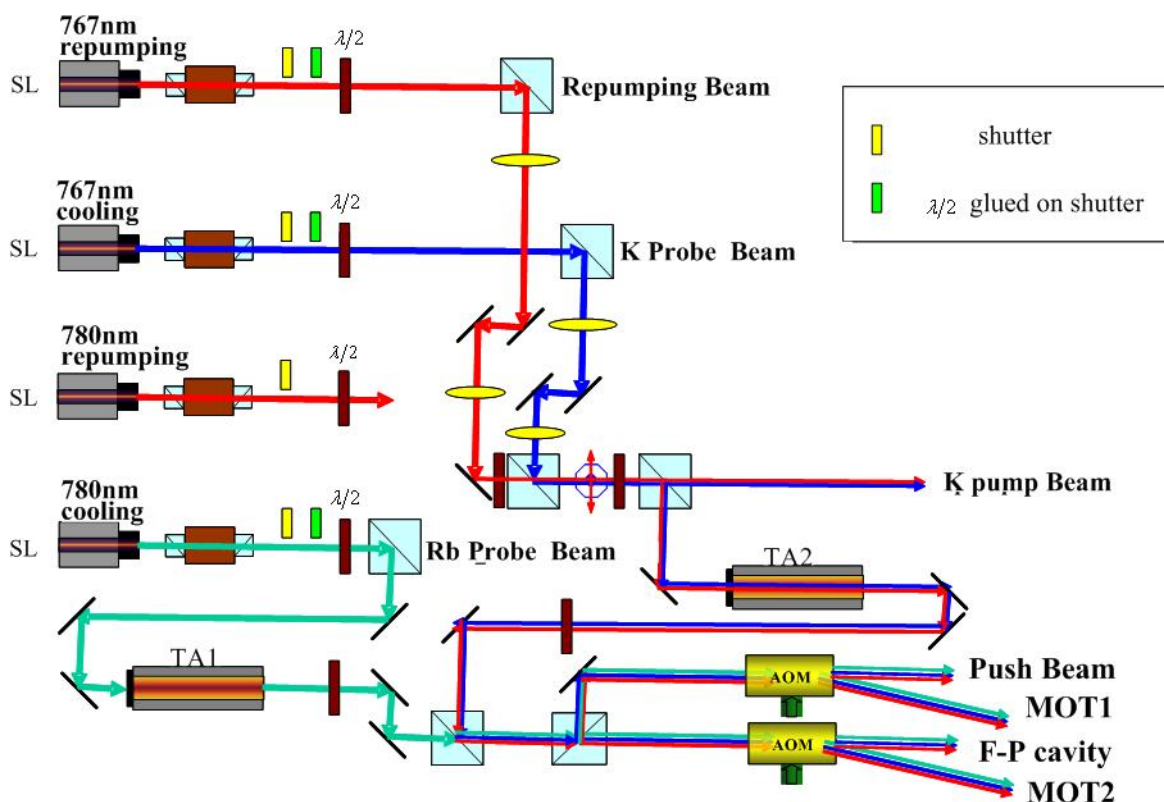


图 3.20 改进后的 TA 注入光路示意图

在实验中由于放大器输出光光斑模式比较差，为了得到呈基膜高斯分布的光束，需要进行空间模式的滤波，在图 3.19 中我们使用了单模保偏光纤对 MOT1 和 MOT2 的光束进行滤波，由于放大器输出光对光纤的耦合效率比较低，最高只能 60%左右，这样用于冷却的光功率会比较低；且存在保偏问题，严重影响原子的俘获和冷却。所以在实验中我们将两级 MOT 由光纤滤波改为使用 pinhole 进行滤波。结构如图 3.21 所示，先使用一个通光口径为 20mm， $f_1 = 25\text{mm}$ 的平凸透镜将光斑进行聚焦，在焦

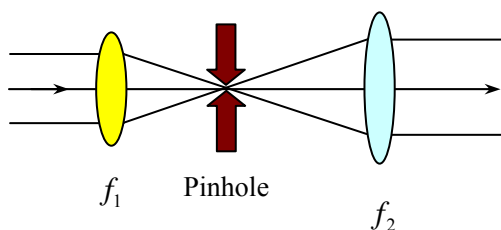


图 3.21 pinhole 滤波光路示意图

点处放置一个 pinhole，在实验中我们发现 pinhole 的直径为 50um 时，衍射效率比较高，大约 90%左右，而且光斑模式可以得到改善，然后再放置一个大口径的平凸透

镜 $f_2 = 150\text{mm}$ 对光斑进行准直， f_2 口径以及焦距的选取是根据实验中需要的光斑大小来决定的，在实验中我们最终得到直径为 25mm 的光斑对原子进行冷却俘获。这样在实验中，光纤保偏的问题就不存在，而且用于俘获原子的功率也得到了很大提高。当然，pinhole 结构也有一定的缺点，就是它对光的指向特别敏感，在实验中平台的变形，微小的机械振动都会导致整个光路的指向发生变化（尤其远场），从而影响原子的俘获和冷却，而且在实验中放大器输出光的指向和它自身的温度和工作环境有很大关系，因此每次开机它的指向都会有些变化。在实验中我们把握这些规律，采取一些措施，比如，尽量减少不必要的振动，在实验之前使放大器预热一段时间等，就可以避免经常对其进行调节。这样在实验中，pinhole 就能够很好的工作。经过 pinhole 输出的光直接导入 MOT1 和 MOT2 进行原子的冷却和俘获。

3.2.3 推送光

推送光用于将 MOT1 中预冷却的原子推送到 MOT2。推送光来自 MOT1 光束经过 AOM 衍射后的零级光，如图 3.20 所示。推送光的光路示意图如图 3.22 所示。零级光经过一个射频驱动频率为 120.4MHz 的 AOM，-1 级衍射，频率设置在 $\nu_{\text{Rbpush}} = \nu_{2 \rightarrow 3} - 73.2\text{MHz} + 2 \times 82\text{MHz} - 120.4\text{MHz} = \nu_{2 \rightarrow 3} - 29.6\text{MHz}$ ， $\nu_{\text{Kpush}} = \nu_{1 \rightarrow 0-2} + 66.2\text{MHz} + 405\text{MHz} - 120.4\text{MHz} = \nu_{9/2 \rightarrow 11/2} - 25\text{MHz}$ ，用于推送原子。

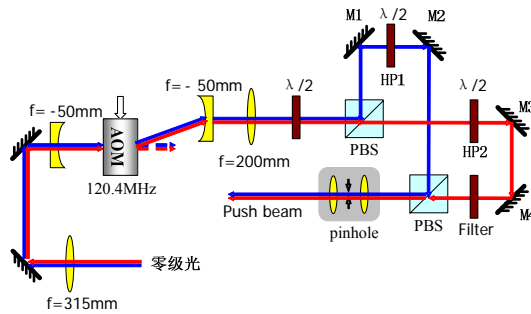


图 3.22 推送光光路示意图。蓝色的线代表 K 的推送光光路；红色的线代表 Rb 的推送光光路

我们在实验过程中发现 Rb 原子和 K 原子所需要的推送光的光功率是不一样的，所以采用了上述的光路图，将用作 MOT1 俘获的零级光，通过频移以后经过 PBS 分成两束，分别用作 Rb 和 K 的推送光，HP1 用作调节 K 的推送光光强，HP2 用作调节 Rb 的推送光光强，在 Rb 的推送光这一路上放有中心波长为 780nm 的干涉滤波片，导镜用来调节两束光的重合和指向，重合以后共同经过一个 $50\mu\text{m}$ 的 pinhole 进行滤波，直径约为 5mm ，然后进入磁光阱进行推送。图中前两个透镜缩小光斑目的是提

高 AOM 的衍射效率，后两个透镜是为了准直。

3.2.4 探测光

探测光用于吸收成像探测冷原子团的速度分布。探测光的光路图如图 3.23 所示，

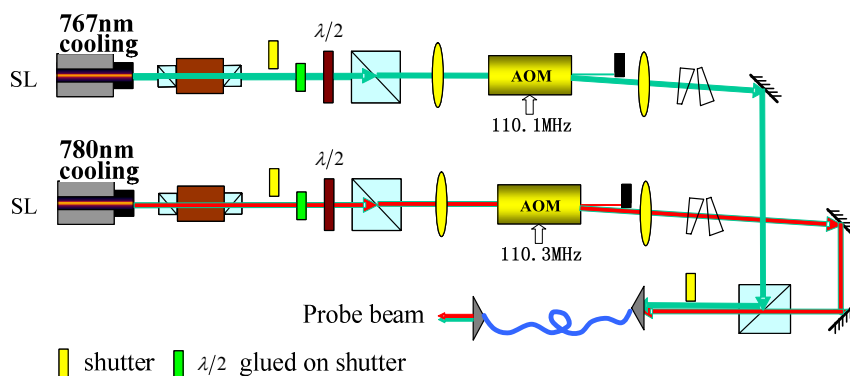


图 3.23 探测光光路示意图。绿色的线代表 K 的探测光光路；红色的线代表 Rb 的探测光光路

Rb 和 K 的探测光来源于 Rb 的冷却光和 K 的冷却光的从激光器。一个实验过程在完成光抽运过程之后，所有激光的任务已经完成，所以通过机械开关和声光调制器将它们关断，它们之后处于闲置状态，因此在探测原子时，可以使用它们。当对原子进行探测时，将从激光器后胶合在机械开关上的半波片通过控制机械开关使其插入光路中，并且使光的偏振从竖直偏振变成水平偏振通过 PBS 透射输出，从而另外使用一条光路作为探测光使用，PBS 透射输出光分别通过一个 AOM 来设置探测光的频率。在进行探测时，通过设置从激光器注入种子光的频率将探测光到以下频率，则 $\nu_{\text{Rbprobe}} = \nu_{2 \rightarrow 3} - 73.2\text{MHz} + 2 \times 91.5\text{MHz} - 110.3\text{MHz} = \nu_{2 \rightarrow 3} - 0.5\text{MHz}$ ， $\nu_{2 \rightarrow 3}$ 表示 ⁸⁷Rb 原子 $5^2 S_{1/2}$ ， $F=2 \rightarrow 5^2 P_{3/2}$ ， $F'=3$ 共振跃迁频率； $\nu_{\text{Kprobe}} = \nu_{1 \rightarrow 0-2} + 66.2\text{MHz} + 419\text{MHz} - 110.2\text{MHz} = \nu_{9/2 \rightarrow 11/2} - 0.8\text{MHz}$ ，其中 $\nu_{1 \rightarrow 0-2}$ 表示 ³⁹K 的 $F=1 \rightarrow F'=0, 1, 2$ 跃迁线， $\nu_{9/2 \rightarrow 11/2}$ 表示 ⁴⁰K 的 $F=9/2 \rightarrow F'=11/2$ 跃迁线。然后两束光通过 PBS 耦合起来，通过光纤滤波作为探测光。⁸⁷Rb 原子的探测光功率约为 6mW，⁴⁰K 原子的探测光功率约为 4.5mW。

3.2.5 选态抽运光

选态抽运光是将原子制备在低场趋向态上，在实验中我们将 ⁸⁷Rb 原子制备在

$|F=2, m_f=2\rangle$ 态, ^{40}K 原子制备在 $|F=9/2, m_f=9/2\rangle$ 态上。产生抽运光的光路示意图如图 3.24 所示。注入锁定铷的冷却光的种子光来自光纤输出, 光纤输出大约为

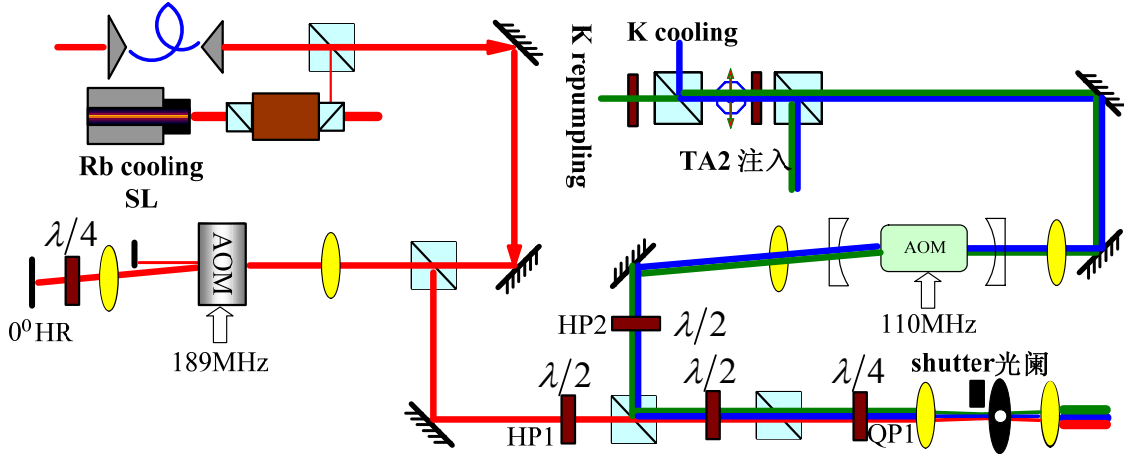


图 3.24 选态抽运光光路示意图。HP: 半波片;
QP: 四分之一波片; 0°HR : 零度高反镜

12mW, 其中只有 1-2mW 用于注入锁定, 其余的光用作 ^{87}Rb 原子的选态抽运光。 ^{40}K 原子的选态抽运光由注入 TA2 放大器时, K cooling 和 K repumping 光耦合损耗的那部分光产生。它们分别经过 AOM 进行频率设置后, 通过 PBS 耦合起来, 然后由于偏振问题, 再使用波片和 PBS 起偏, 功率分别损失一半, 四分之一波片 QP1 用来使它们成为圆偏光。HP1 和 HP2 可以分别用来调节 ^{87}Rb 原子和 ^{40}K 原子选态抽运光的强度。它们的频率分别为 $\nu_{\text{Rbpump}} = \nu_{2 \rightarrow 3} - 73.2\text{MHz} + 2 \times (91.5\text{MHz} + 0.5 \times 10\text{MHz}) - 2 \times 189\text{MHz} = \nu_{2 \rightarrow 2} + 8.5\text{MHz}$, $\nu_{2 \rightarrow 3}$ 表示 ^{87}Rb 原子 $5^2\text{S}_{1/2}$, $F=2 \rightarrow 5^2\text{P}_{3/2}$, $F'=3$ 共振跃迁频率, $\nu_{2 \rightarrow 2}$ 表示 ^{87}Rb 原子 $5^2\text{S}_{1/2}$, $F=2 \rightarrow 5^2\text{P}_{3/2}$, $F'=2$ 共振跃迁频率; $\nu_{\text{Kpump}} = \nu_{1 \rightarrow 0-2} + 66.2\text{MHz} + 2 \times (212.5\text{MHz} + 0.5 \times 30\text{MHz}) - 110\text{MHz} = \nu_{9/2 \rightarrow 9/2} - 8\text{MHz}$, 其中 $\nu_{1 \rightarrow 0-2}$ 表示 ^{39}K 的 $F=1 \rightarrow F'=0, 1, 2$ 跃迁线, $\nu_{9/2 \rightarrow 9/2}$ 表示 ^{40}K 的 $F=9/2 \rightarrow F'=9/2$ 跃迁线。

3.2.6 选态反抽运光

选态反抽运光用来将在光抽运选态过程中, 跃迁到 $F=1$ 态上的原子送回到光抽运循环跃迁中。选态反抽运光光路示意图如图 3.25 所示。 ^{87}Rb 原子的选态反抽运光来自 Rb repumping 的从激光器, 用 PBS 将其中的一部分光分出来用作选态反抽运光。 ^{40}K 原子的选态反抽运光来自 K repumping 的从激光器。不过它不是采用分光产生,

在光抽运阶段，所有的用来俘获和冷却原子的光都已经处于关断状态这时 K repumping 的从激光器也处于闲置状态，在光抽运选态时，将从激光器后胶合在机械开关上的半波片通过控制机械开关使其插入光路中，并且使光的偏振从竖直偏振变成水平偏振通过 PBS 透射输出，从而另外使用一条光路作为 ^{40}K 原子的选态反抽运光使用。然后俩束反抽运光通过 PBS 耦合起来，通过一组透镜组扩束至腰斑直径为

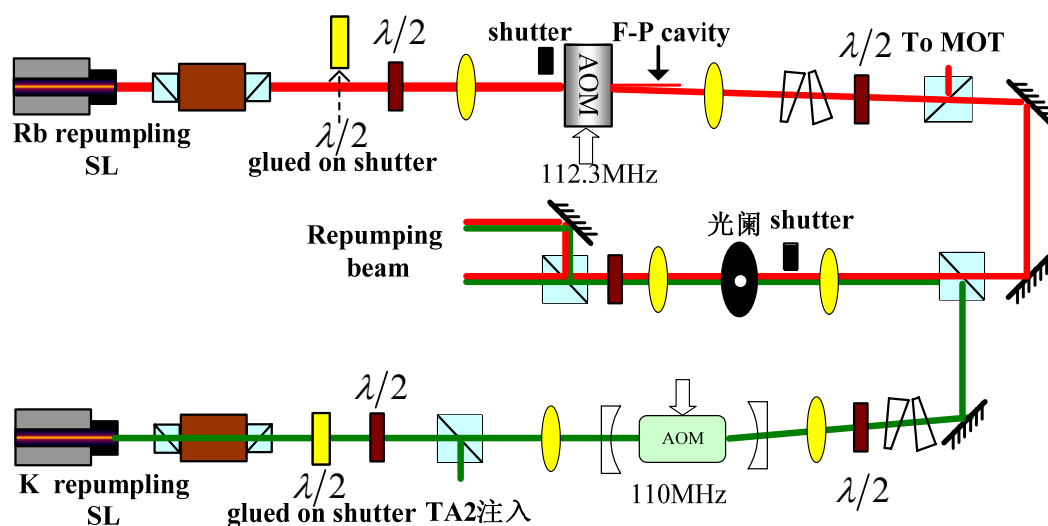


图 3.25 选态反抽运光光路示意图。

10mm 后，用 PBS 将其分成两束，两束光从 Science Cell 的 $40\text{mm}\times 40\text{mm}$ 端面进入气室，一束处于 $40\text{mm}\times 40\text{mm}$ 端面中心，和 MOT2 中心重合，用于光抽运选态；另一束和 QUIC 阱中心重合，用于超冷原子探测（尤其是钾原子的探测）。

3.3 真空系统

量子简并费米气体的实现需要超高真空条件来保证原子具有几十秒的寿命，而且由于实验中复杂的光路设置，在设计真空系统时必须考虑各种光束的通光路径。这两个条件对真空系统的设计提出了严格的要求，图 3.26 是实现量子简并气体所用的真空系统。这个真空装置包括了水平放置的两级真空气室。这样的设计反映了在实现量子简并过程中的不同冷却阶段需要不同的真空条件。在第一级真空气室（collection cell）中为了俘获更多的原子，必须保持一定的背景气压，因此第一级真空气室与铷原子源和钾原子源相连，使用一台 40L/S 的溅射离子泵（Varian, Vaclon Plus40 Diode）来维持真空度，真空度一般维持在 10^{-9}mbar 。在第一级磁光阱中将原

子俘获，预冷却之后，使用 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的推送光通过一个无氧铜管将原子推送到第二级真空气室 (science cell)，重新进行原子的磁光阱俘获，蒸发冷却达到量子气体简并或者进行更进一步的原子操控。连接两级真空气室的无氧铜管长 14cm，细管一端内径是 6mm，朝向 Collection Cell；另一端内径是 8mm，朝向 Science Cell。无氧铜管可以保障两级真空气室之间有两个量级的气压梯度，以保障第二级真空气室有 10^{-11}mbar 的真空度，进而保证原子的寿命。第二级真空气室由一台 150L/S 的离子泵和钛升华泵复合泵 (Varian, Vaclon Plus150 Diode) 与一台吸气剂泵 (saes, Capacitorr-400) 来实现实验要求的真空度。当真空度达到要求后，只有离子泵一直处于工作状态来维持真空度。当系统工作一段时间，真空度有所降低时，可以开启钛升华泵工作到 48A，大约 10 分钟以提高真空度。

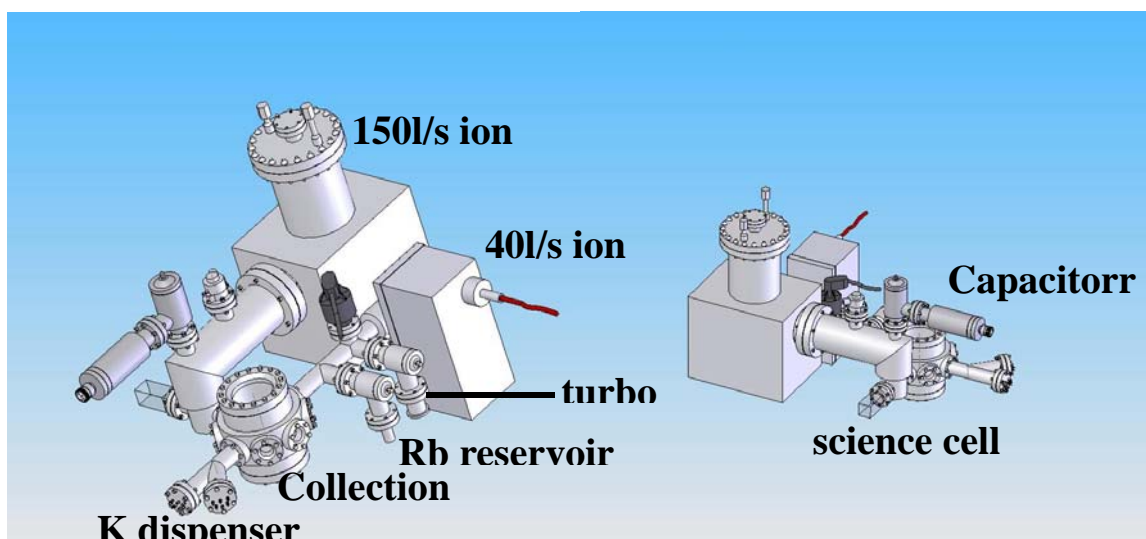


图 3.26 真空系统示意图

通光路径是通过以下方式实现的。Collection Cell 是一个无磁不锈钢圆筒。筒壁上沿径向方向开有八个 CF35 标准窗口，用于导入水平方向的冷却光，垂直方向是两个 CF100 的大窗口，用来通过垂直方向的冷却光。所有的窗口都用双刀口的铝制垫圈密封。使用铝垫圈与钢丝相比，可以加热更高的温度。窗口是石英材料 (GSM) 的，双面镀有 780nm 减反膜，因为我们的真空系统是在以前系统的基础上改装成的，所以窗口没有镀 767~780nm 减反膜，但实验中看不到明显影响。Science Cell 是一个长方体形的石英玻璃泡 (Optic Glass)，外部尺寸是 40mm*40mm*100mm，壁厚是 4mm，各表面都镀有 780nm 增透膜。玻璃泡的一端是一个金属法兰接口，与真空系

统连接。

3.4 钾源的制备

在超冷原子实验中由于原子物理性质的巨大差异，产生原子源的方法也不尽相同。如在碱金属原子中，铷和铯的熔点比较低（分别是 38.89°C 和 28.44°C ），在室温下有比较大的饱和蒸汽压，可以实现从背景气体中直接冷却和俘获原子^[124]。这种方法实验装置简单，因此被广泛采用。相对而言，锂和钠的熔点比较高（分别是 180.54°C 和 97.81°C ），必须加热到很高的温度才能产生原子蒸汽，并且原子蒸汽中原子的热运动速度很大，要实现对这两种原子的冷却，首先需要进行原子束的塞曼减速^[125]，然后再进行磁光阱冷却与俘获。在我们的实验中，选择了 ^{87}Rb 原子和 ^{40}K 原子，这两种原子都可以从气室背景中直接俘获，但又各有特点。

从背景气体中直接冷却和俘获原子通常有两种方法，一种是直接把工作物质(碱金属)密封在真空系统中，通过加热或制冷来控制原子的背景蒸汽压；另一种是采用释放剂的方法，以工作原子的化合物与活波的还原剂为反应物进行化学反应，置换出所需要的原子。通过控制流过碱金属释放剂的电流来控制原子背景蒸汽压。Wieman 等^[126]首先把碱金属释放剂应用于冷原子实验中，并且俘获到了 10^8 个 ^{87}Rb 原子。

玻色子 ^{87}Rb 的自然丰度比较高（27.8%），并且有铷金属可供使用，因此我们采用了直接把自然丰度的 Rb 泡密封在真空系统中的方法。铷原子源通过一个全金属角阀与真空气室隔离开，实验时打开角阀，铷蒸汽进入气室。真空气室中铷原子的蒸汽压可以通过对铷源部位加热或制冷来控制。铷原子源是一个预封装有金属铷的真空铷泡，它的一端由比较薄的金属片密封，并且与高压探针连接在一起，利用高压放电，击穿金属铷泡释放出铷原子。

费米子 ^{40}K 的自然丰度很低（0.012%），这样低的含量导致俘获的原子数太少，无法进行蒸发冷却实验。目前市场上即买不到 ^{40}K 含量比较高的钾金属，也买不到 ^{40}K 含量高的钾释放剂，而只有 ^{40}K 含量比较高的氯化钾。因此在实验中，我们参考 Jin 小组^[127]的过程，自制了 ^{40}K 原子释放剂^[128,112]。通过氯化钾与高纯金属钙在高温条件下发生置换反应释放出钾原子。钾金属释放剂直接与第一级真空气室连接。通过外部电极对释放剂加热释放出钾原子，钾原子的蒸汽压由通过释放剂样舟的电流大小来控制。图 3.27 是钾原子释放剂样舟照片。

释放剂样舟电流大小的控制通过一个外部的反馈电路来实现。以前在制作钾原

子释放剂的实验中^[112]发现第一次置换所需要的温度较高、电流较大（一般需要缓慢加大到 6A），一旦第一次释放出钾原子，在接下来的置换过程中所需要的电流有所降低。现在释放剂样舟电流只需要加到大约 4A 左右就可以满足实验的要求。在实验中我们根据实际的实验要求设计了如图 3.28 所示的钾原子释放剂样舟电流控制电路。其中以 MAX319 芯片为核心的电路提供了实验中钾原子释放剂样舟所需要的两档电流所对应的控制电压。通过给 MAX319 芯片的控制端输入高低电平，可以实现输出端电压在两档控制电压之间切换，当实验完毕时，我们将控制电压设置在 2.5A 档，在这样的电流下，不会有钾原子释放出来，又可以起到给样舟加热去气的作用，

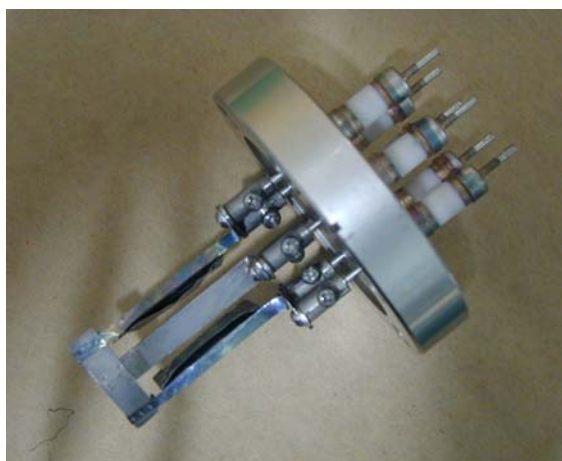


图 3.27 钾原子释放剂样舟照片。在一个法兰上安装有两个样舟，它们有一个公共电极。

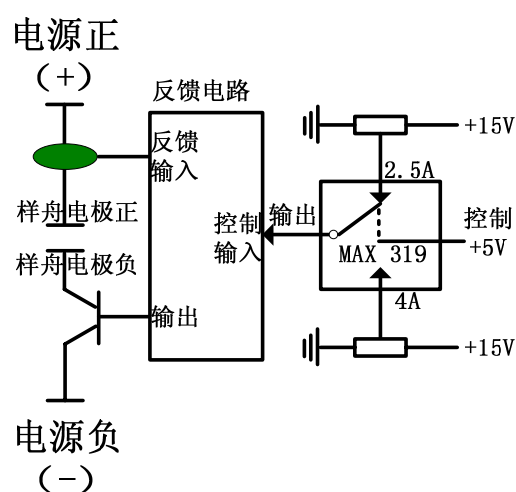


图 3.28 钾原子释放剂样舟电流控制电路

这样不至于在将释放剂电流加到 4A 时，真空度下降很大。当实验进行时，我们将控制电压设置在 4A 档，有钾原子释放出来，真空度从 $1 \times 10^{-7} \text{Pa}$ 下降到 7×10^{-7} 。控制电压到控制电流的实现是通过一个电流反馈回路来实现的。样舟电极通过一个 3V-10A 的电流源供电，在样舟供电电路中通过一个霍尔元件（CSB6-50A）对电路进行取样反馈，然后和反馈电路的控制输入进行比较，输出一个控制电压到晶体三极管 MOSFET 的栅源之间控制 MOSFET 的电阻，从而来实现释放剂样舟电流大小的控制。

3.5 磁阱

实现量子气体简并最有效的手段是在磁阱中进行蒸发冷却，在实验中人们采了

各种结构的磁阱，比如 Ioffe-Pritchard 阱，四叶阱，以及 Quadrupole-Ioffe Configuration (QUIC 阱) 等。其中的 QUIC 阱是德国的 Hänsch 小组首先设计使用的^[129]，由于具有电流大小适中，结构简单等优点而被人们广泛应用。实验中，我们使用 QUIC 阱。

QUIC 阱由三个线圈组成，一对四级线圈和一个 Ioffe 线圈，如图 3.29 所示。其中的一对四级线圈由一对反向的亥姆霍兹线圈组成，可以在低电流时当作 MOT 中的磁阱使用，相比较在其它磁阱中，原子从 MOT 到磁阱俘获时需要进行很好的模式匹配，这是这种磁阱的一个主要的优点。这种磁阱的缺点是从四级阱形成 QUIC 阱的过程中，磁阱的最小值会向 Ioffe 线圈方向移动。这样就会限制在实验中对简并气体进行进一步操控所需要的光路设置。

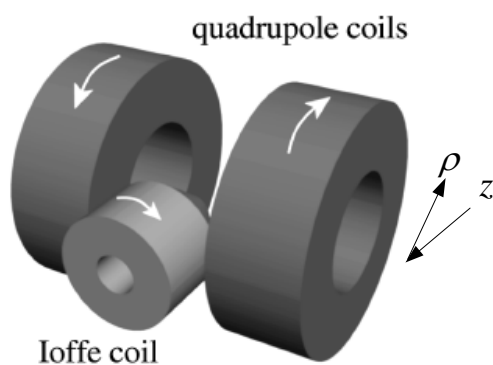


图 3.29 QUIC 磁阱框架示意图

对于 QUIC 阱，在势阱最小值附近，势阱可以表达为

$$U(\vec{r}) = \mu B_0 + \frac{m}{2}(\omega_z^2 z^2 + \omega_\rho^2 \rho^2)$$

其中 z, ρ 是以磁阱最小值作为坐标原点的， m 是原子质量，磁阱的俘获频率为

$$\omega = \sqrt{\mu B''/m}, \quad B'' \text{ 是在给定方向的磁场曲率。径向的磁场曲率为 } B''_\rho = \frac{B_\rho'^2}{B_0} - \frac{B_z''}{2} \approx \frac{B_\rho'^2}{B_0},$$

因此磁场在轴向和径向的俘获频率为，

$$\begin{aligned} \omega_z &= \sqrt{\mu B_z''/m} \\ \omega_\rho &= \sqrt{\mu B_\rho'^2/m B_0} \end{aligned} \quad (3.1)$$

其中 B'_ρ 是径向的磁场梯度， B_z'' 是轴向的磁场曲率， B_0 是磁场最小值。这三个量通常作为磁阱的三个特征参量，而且可以在实验中测量获得。俘获频率可以通过给磁阱

附加一个小的偏置磁场，然后测量在轴向和径向原子位置的振荡周期来得到；而磁阱的最小值可以通过在磁阱里进行蒸发冷却来获得。

QUIC 阱的结构

四级线圈由一对反向的亥姆霍兹线圈构成，它们是用直径 1.6mm 的漆包线绕制而成，每个线圈内径 20mm，外径 60mm，厚度 42mm，绕线 288 匝，四级线圈绕制成 12 层，层与层之间用厚度 1mm 的绝缘材料隔开，每层有 24 圈，用 3mm 的绝缘材料分隔成 4 组。Ioffe 线圈为一前端呈锥形的线圈，所用漆包线的直径为 1mm，内径 3mm，外径 51.5mm，高度 62mm，其中前端 11.9mm，共绕线 199 匝。Ioffe 线圈绕制成 6 层，层与层之间用厚度 1mm 的绝缘材料隔开，除第一层外每层又用 3mm 的绝缘材料分隔成 2 组，线圈绕制在由聚丙烯（PP）材料所制成的外壳上^[148]。QUIC 阱的结构如图 3.30 所示。在设计磁阱线圈时，一个很关键的问题是外壳材料的选取，当线圈工作的时候，四极线圈的最大功率约 1000 瓦，Ioffe 线圈的功率约 550 瓦，我们需要用循环水带走线圈产生的热量，因此线圈整体防漏十分重要。我们最初采用的是尼龙，尼龙比较结实，但不容易密封。我们试验了各种办法来密封线圈，例如用胶粘合，还在封口处挑了扣，也没有实验成功，半年后，我们放弃了尼龙，选

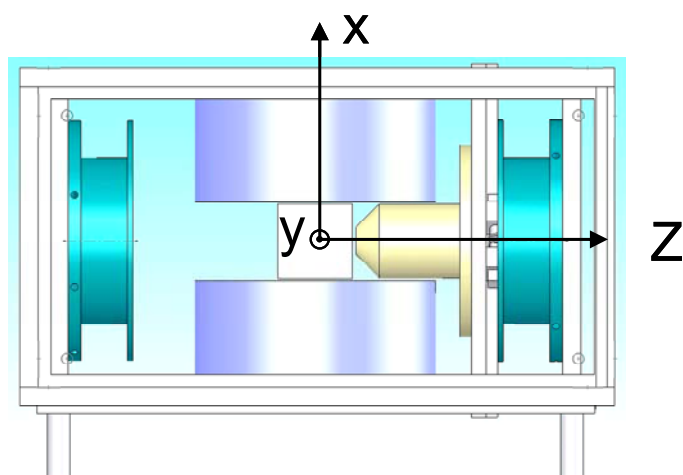


图 3.30 QUIC 磁阱结构示意图

了聚丙烯。聚丙烯有几个优点，比如，价格便宜，质地硬，不容易变形，但最重要的是它能够焊接，容易密封。

在绕制过程中，将线圈骨架固定在自制的绕线机上，每一层线圈都使用快干胶将其互相粘合，以防松开，并且用于隔开层与层之间的绝缘材料也用快干胶将其与线圈的一层粘合，以防脱落，不能保证层之间的空隙，这样才能更好的保证线圈的通水散热。绕制过程中要特别小心不能将漆包线刮破，以防短路。绕制完成以后将线圈从绕线机上取下，进行密封。线圈骨架与外壳之间的密封通过挑扣加焊接完成。对于线圈骨架上用来接线的连接铜块和通水用的水嘴，使用慢干胶将其与骨架进行胶合密封。用导线将连接铜块和供电电路连接供电。

然后将绕制好的四级线圈，Ioffe 线圈固定在图 3.30 所示的框架上。四级线圈沿 X 轴对称放置在玻璃 Cell (外径 40mm*40mm, 内径 30mm*30mm 长度 120mm) 两侧，距离外壁 2mm；Ioffe 线圈沿着 Z 轴方向放置在 Cell 的另外一侧, 距 Cell 外壁 2mm。四级线圈和 Ioffe 线圈的轴线在与真空玻璃 Cell 的几何中心相交于一点。

在实验中，光学粘团之后得到的冷原子首先被装载到四极磁阱中，然后再经过绝热压缩和转移，装载到 QUIC 阱中。压缩过程是通过逐渐增大四极线圈的电流来实现的，而转移过程是通过加大 Ioffe 线圈的电流来完成的。四级磁阱压缩过程完成之后，通过增加 Ioffe 线圈中的电流来转移原子到 QUIC 阱中。在 Ioffe 线圈电流增加的过程中，磁阱中心不断向 z 轴正方向移动，当 Ioffe 线圈中电流加大到和四极线圈电流相等时，形成 QUIC 阱。QUIC 阱中心距离坐标原点 (cell 中心) 约 11mm 左右，且最小值不为 0。

3.6 吸收成像系统

在绝大多数冷原子实验中，实验数据，包括原子数目，温度以及原子团密度等的获得都是通过探测光和原子团的相互作用来实现的。根据光与原子的相互作用包括光子的再发射，光子吸收和探测光相移，探测方法也有很多种类型^[130-132]，比如荧光探测法，近共振光探测吸收成像法，非共振光探测非破坏成像^[133]等，每一种探测方法都有各自的特点，人们通常根据实验要求选择不同的探测方法，对于稀薄原子气体的 BEC，人们通常采用近共振探测吸收成像法，通过观察自由飞行原子团的速度分布来对原子进行探测。

3.6.1 吸收成像原理

假设一束近共振的光束穿过稀薄的原子团，在光束的传播方向上，单位长度光

强的变化为

$$\frac{dI}{dz} = -\hbar\omega Rn = -\sigma nI \quad (3.2)$$

其中 $n = n(x, y, z)$ 是原子数密度分布， R 是散射率， σ 是散射横截面，则穿过原子团之后，探测光的光强分布 $I(x, y)$ 为

$$I(x, y) = I_0(x, y) \exp[-\sigma \int n(x, y, z) dz] \quad (3.3)$$

其中 $I_0(x, y)$ 是穿过原子团之前的光强分布， $\sigma \int n(x, y, z)$ 叫做光学厚度分布（积分沿探测光传播方向）。

探测成像的目的是获得原子团的光学厚度分布，进而推算原子团的其它参数，根据上式可知光学厚度

$$D(x, y) = \sigma \int n(x, y, z) dz = -\ln \frac{I(x, y)}{I_0(x, y)} \quad (3.4)$$

因此在实验中，我们只要测得穿过原子团前后的光强分布，就可以获得光学厚度。但是考虑到成像会受到背景光，其它光学元件反射的杂散光以及成像光路中光学元件光洁度等的影响，在实验测量中，通过三次不同的成像来完成一次测量。第一次成像，将原子从磁阱中释放出来，自由飞行一段时间之后，探测光穿过原子团，然后光强分布成像在 CCD 上，为 $I(x, y)$ ；第二次成像，原子团飞离探测区域之后，用 CCD 直接拍摄未穿过原子团的光强分布图像 $I_0(x, y)$ ；最后一次成像，在没有原子团，且关闭探测光的情况下，背景光分布 $I_{bg}(x, y)$ 通过 CCD 拍摄下来。则原子团的光学厚度通过下式可以获得

$$D(x, y) = -\ln \frac{I(x, y) - I_{bg}(x, y)}{I_0(x, y) - I_{bg}(x, y)} \quad (3.5)$$

在实验中，只要保持前两次成像相对静止（即，探测光在 CCD 芯片上的两次成像没有相对位移），前两副图像就可以将探测光束的光强分布不均匀及成像光路中光学元件的光洁度等不理想因素造成的影响消除，而第三幅图像则可以消除背景光和杂散光的影响。

3.6.2 吸收成像系统

吸收成像系统的光路设置如图 3.31 所示，探测光经光纤耦合输出，然后经过一组望远镜系统将光斑扩束至直径为 30mm，经过一块偏振分光棱镜反射与竖直方向(z 方向)的冷却光的路径重合，经过 $\lambda/4$ 波片变成圆偏振光后进入冷原子团所在的真空气室，经过气室之后，探测光在经过一个 $\lambda/4$ 波片，变成与入射前偏振方向垂直的线偏振光，从另一块 PBS 耦合输出。输出的探测光再经过一组成像透镜组进入到 CCD 中。透镜 f_1 的放置要求：原子团的中心位置在其焦点上，CCD 的放置要求：CCD 的芯片处在 f_2 的焦平面上。透镜 f_1 的焦距是 250mm，透镜 f_2 的焦距是 800mm，所以成像系统的放大倍数是 $f_2/f_1=3.2$ 。实验实测放大倍数是 2.5。实验中吸收成像用的 CCD

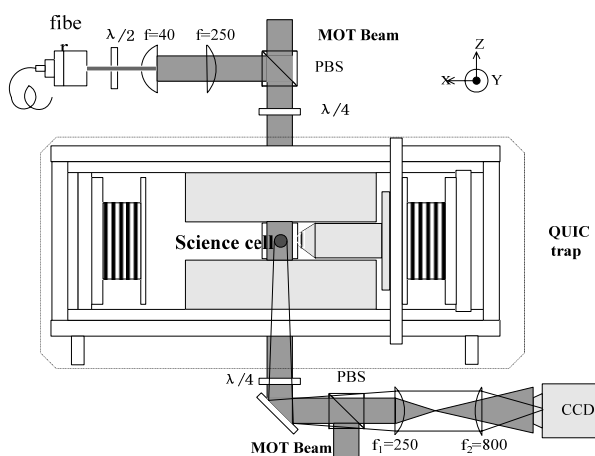


图 3.31 吸收成像光路示意图

相机 (Andor Technology) 的 CCD 芯片阵列 1024×1024 个像素，每个像素大小 $13 \times 13 \mu\text{m}^2$ 。

使用上述的实验装置，进行探测时，过程如下：将磁阱突然关断，使原子自由飞行一段时间 (1-40ms)，在探测光打开之前，提前 100us 将 CCD 进行预触发，并且将 CCD 的曝光时间设置为 500us，然后将探测光打开 100us 通过自由飞行后的原子，500us 的曝光时间过后，设置了 200ms 的数据读出时间，第一幅图像采集完成，等原子完全飞出探测区域之后，采用同样的过程进行第二次图像采集。然后在没有探测光和原子的情况下，采集第三幅图像，至此完成一次测量过程。采集得到的数据通过从计算机计算给出，包括原子数目，温度以及光学厚度等。

3.7 计算机控制系统

在这一节讨论一下实验中的计算机控制。实验中的许多方面需要远程的控制，包括通过声光调制器控制光的频率和强度，用作光开关的机械开关，磁场电流的反馈控制，成像系统的控制以及磁阱的快速关断等。在我们实验中控制是通过三台计算机联机运行来实现的，在主计算机上装有一个模拟输出卡 PCI6713，两个数字输出卡 PCI6534，一个 GPIB 卡，为了扩展通道在另外一台计算机上（从计算机）装有另外一个模拟输出卡 PCI6713，还有一台计算机专门用于控制采集图像用的 CCD 和处理实验数据。通过这些计算机控制 16 个模拟输出和 64 个数字输出来完成实现简并费米气体所需要的时序。图 3.32 是实验中控制系统的结构框架图。控制软件的编程环境是 VC6.0，我们采用了 Florian 的编程思想和他的程序框架^[134]，根据自己的实验

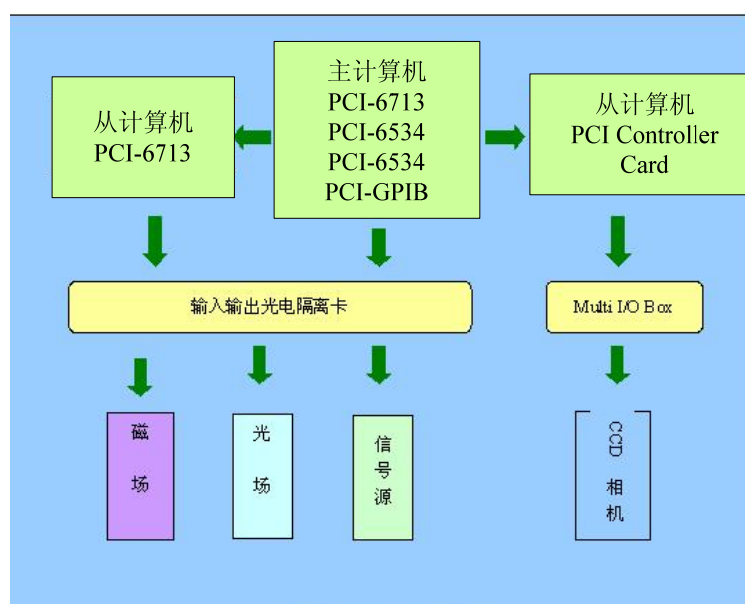


图 3.32 控制系统框架图

要求改编而成。这些控制的实现需要许多外部硬件来完成，在这一节中着重描述一下，为了实现计算机控制在实验室自制的一些外围的电路。

3.7.1 信号隔离电路

隔离转换电路是一种常见的电路，它的作用一是为了避免内部外部电路因接地点不同所带来的影响，二是为了保护一些实验器件，比如，在实验中，我们需要用模拟计算机卡的低压输出去控制高电压输出的磁场供电电流源，在磁场关断时，高

的反冲电压，强电流很容易串入低压器件，为了避免将计算机卡冲坏，需要使用隔离电路。计算机控制时，计算机卡输出的既有模拟信号，又有数字信号，实验中分别使用不同电路进行信号隔离。

3.7.1.1 模拟信号隔离电路

模拟信号隔离电路在磁场控制中是十分关键和重要的。这个电路是参考文献^[135]设计的。图 3.33 是电路原理图。整个电路主要使用 HCNR201 作为主要的光耦器件，

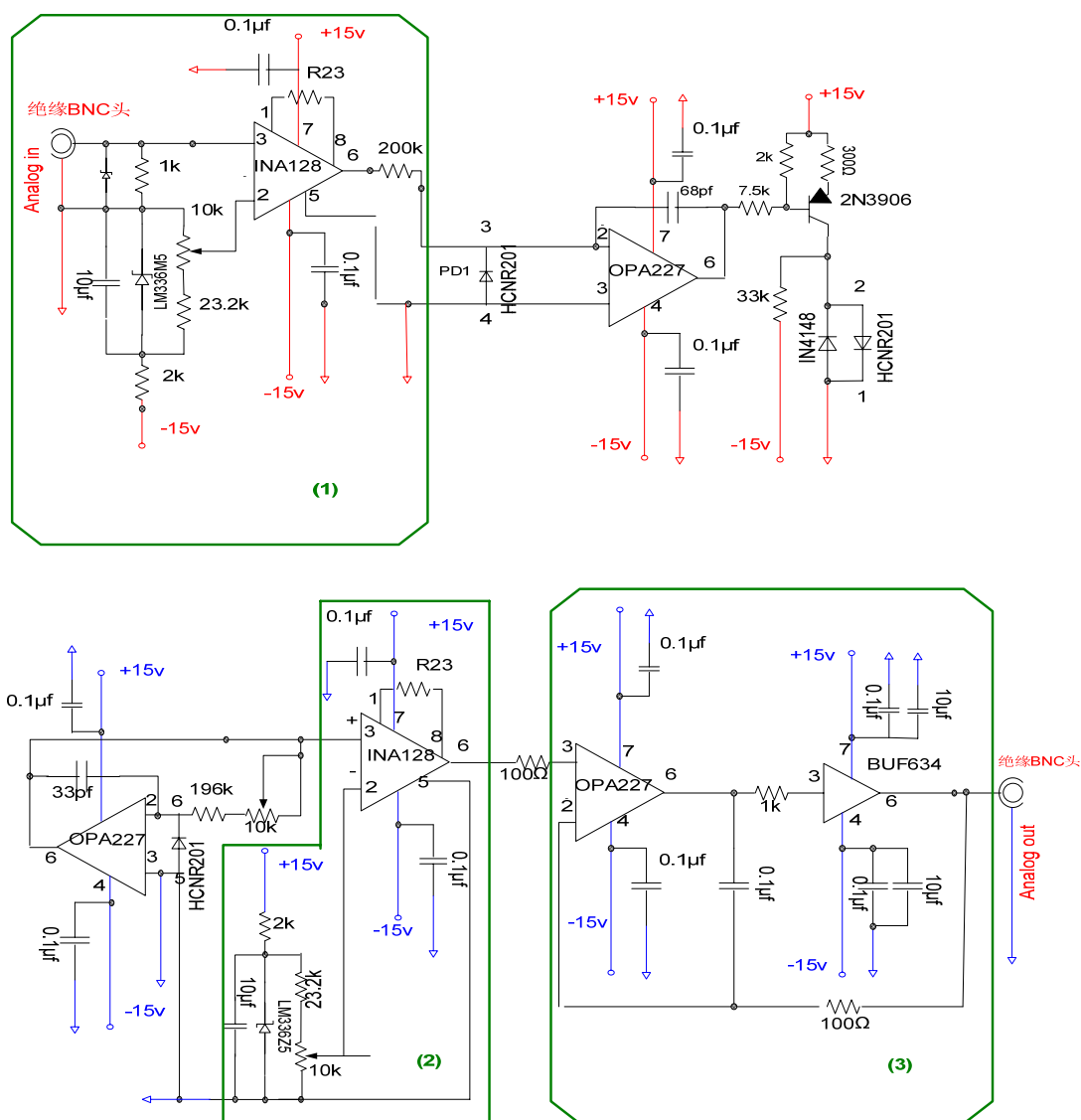


图 3.33 模拟信号隔离电路

根据 HCNR201 的典型应用附加一些外围的电路设计而成。HCNR201 包括一个发光二极管 LED 和两个光电二极管 PD1 和 PD2，发光二极管 LED 和光电二极管 PD1 组

成隔离转换电路的输入部分并形成负反馈，PD2 则构成隔离转换电路的输出部分。由于光电二极管 PD1 必须工作在反偏状态，因此输入的模拟信号被限制在大于 0V，框（1）中的电路是为了使输入的模拟信号可以从大于 0V 区域扩展到小于 0V。而框（2）中的电路是将原来输入时加到信号中的部分减掉，将输入信号复原。框（3）部分是用来增加输出电流的。电路中的供电部分使用两套供电电源 $\pm 15\text{V}$ （DC-DC 提供），输入和输出各一套，图中红色线代表输入部分供电电源，蓝色线代表输出部分供电电源。

3.7.1.2 数字信号隔离电路

电路中的供电部分使用两套供电电源，输入和输出各一套，都使用 15V-2A 的朝阳电源经过 7805 提供，图中红色线代表输入部分供电电源，蓝色线代表输出部分供电电源。电路原理很简单，这里就不详细描述。所有的数字信号都经过这个电路，输出去控制实验中的机械开关，电流开关等。

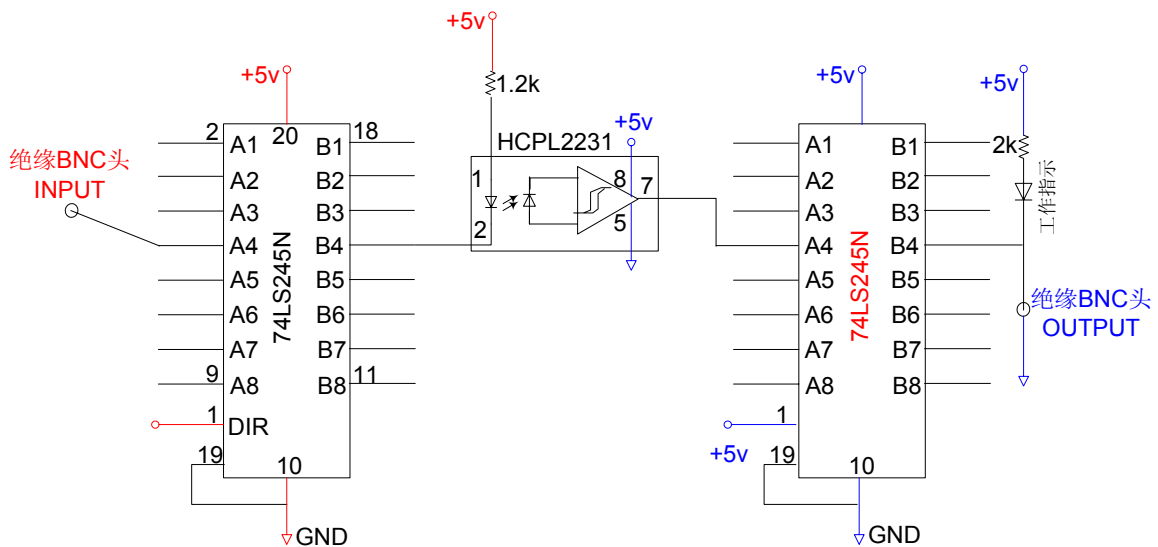


图 3.34 数字信号隔离电路

3.7.2 光场的计算机控制

3.7.2.1 光开关及光源切换控制

在实现量子简并气体的一次实验中，有很多实验阶段需要将光关断，而且在有些实验阶段需要光源进行不同用途的切换，机械开关就是为了满足这些实验要求制作的，因此它有两种用法，一种用法是将一个竖长条的铝片胶合在机械开关上，做光开关用；另一种用法是将一片波片（波片的快慢轴的放置角度已确定）胶合在机

械开关上，做光源切换用。机械开关的驱动电路如图 3.35 所示，参考^[136]制作。图中 BS170 是增强型 N 型结型场效应管，IRFD9120 是增强型 P 型结型场效应管。当输入高电平时，BS170 完全开启，电阻很小，A 点电压很低，则 IRFD9120 栅源两端电压小于 0，大于开启电压，机械开关可以工作，同理，当输入电压为低电平时，机械开关不工作。机械开关工作与不工作对应胶合在其上的铝片的两个空间位置，分别用来实现光的开（关）和关（开）；而对于胶合在其上的波片则分别对应插入光路（退出光路）和退出光路（插入光路），可以改变光的偏振，用来实现光源的切换。

机械开关有一个主要的问题就是它的关断时间比较长，大约需要 ms 量级，但是，

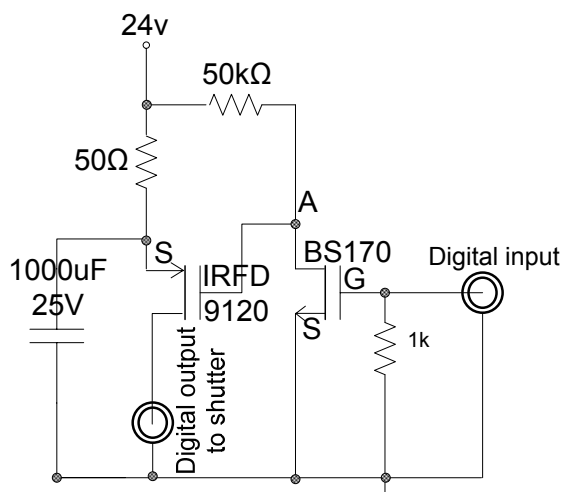


图 3.35 机械开关驱动电路

在实验中，我们一般将这些机械开关和 AOM 一起在光路中使用，由于 AOM 驱动信号的开关由计算机控制，因此实际上，光关断的速度由 AOM 的关断速度决定，一般可以达到 us 量级。

3.7.2.2 光场频率和强度控制

实验中，AOM 驱动电路部分如图 3.36 所示。图中最上方框图中的电路是 AOM 的驱动电路 VCO，最下方框图中的电路是 AOM 射频信号开关电路。

由于实验中，在压缩磁光阱以及光学粘团阶段需要改变冷却光的失谐和强度，而且在光晶格实验中，光强度的改变也是很重，所以需要计算机控制 AOM 驱动电路，来实现光的频率和强度的变化。图中 VCO 输出信号的频率调节和幅度调节分别使用电压调节来实现，要使用计算机控制光场的频率和强度时，分别在相应的输入口接入计算机控制信号即可，控制时使用模拟信号，通过改变电压信号的大小来实现光

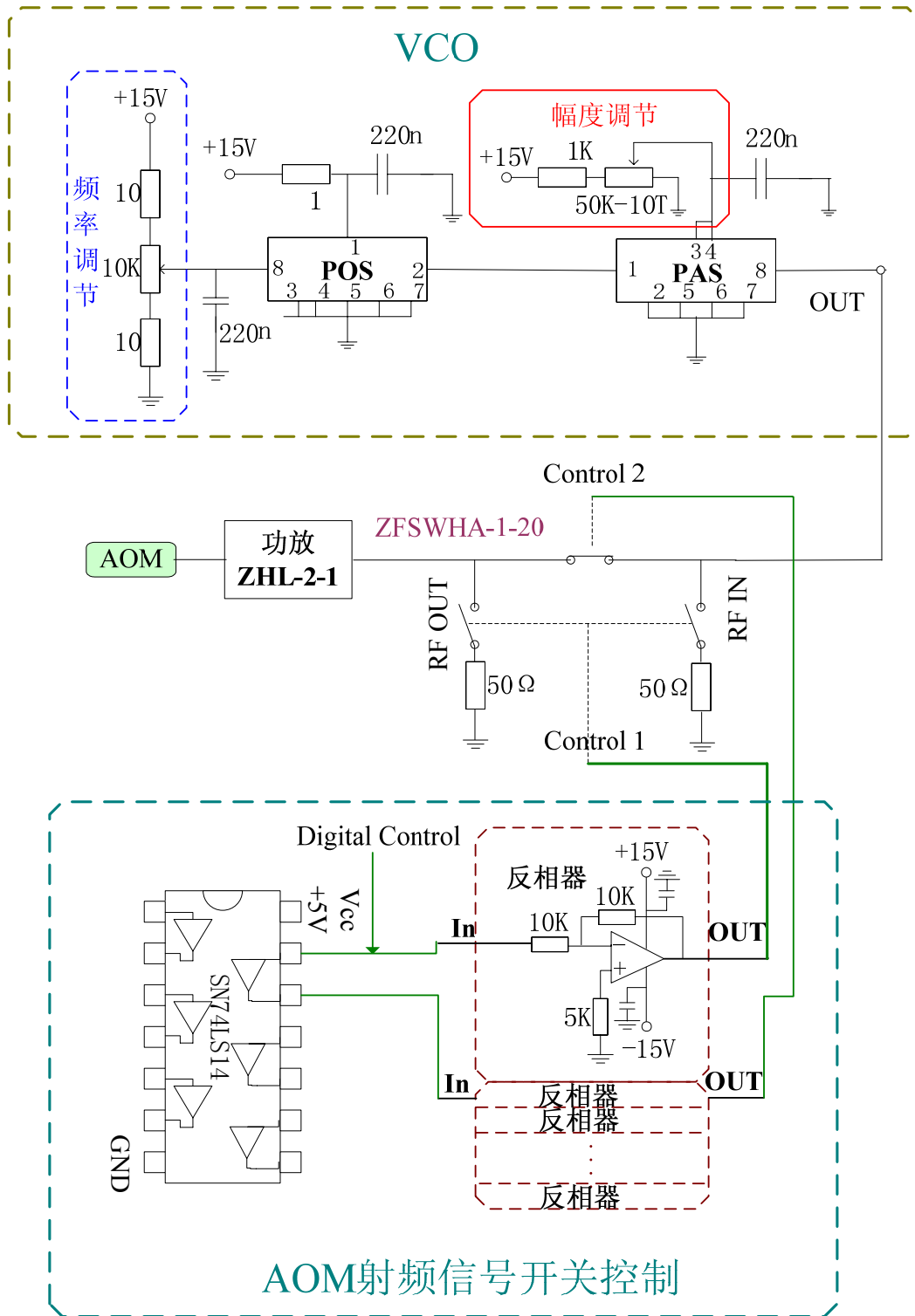


图 3.36 AOM 控制电路

的频率和幅度的控制。在实验中 ^{40}K 和 ^{87}Rb 在压缩磁光阱以及光学粘团阶段冷却光的失谐通过控制耦合光纤之前用来移频的那个 AOM 的驱动频率来实现，而强度的变化通过控制 TA 之后的那个 AOM 的驱动信号的幅度来实现。

在前面的机械开关的描述中,我们提到 AOM 经常作为光开关和机械开关一起使用, AOM 作为光开关是通过驱动射频信号的开启和关断来实现的。实验中我们使用 mini-circuits 公司生产的射频开关 ZFSWHA-1-20, 控制逻辑为: control1(-V), control2(0), 开关开, 有输出; control1(0), control2(-V), 开关关, 无输出。在实验中对于一个需要开关的 AOM, 需要一路数字信号输出。当控制数字信号输出为 0V, 分别进入数字信号反相器和模拟信号反相器, 则数字信号反相器的输出为 5V, 5V 进入另一路模拟信号反相器, 则两路模拟信号反相器的输出分别为 0V 和 -5V, 当控制数字信号输出为 5V 时, 两路模拟信号反相器的输出分别为 -5V 和 0V。这样这两路模拟信号输出就可以用于控制一个射频开关, 进而控制光的开启和关断。

3.7.3 磁场的计算机控制

3.7.3.1 磁场供电电流源电源开关的控制

实验中, 磁场工作时, 线圈的功率特别大, 保证线圈的通水散热是必须的, 为了防止工作疏漏—在没有打开线圈循环水的情况下进行实验, 我们设计了一个电路, 将循环水的运转和供电电流源的电源开关联系起来, 电路如图 3.37 所示。首先在线圈循环水的水路中接入一个水流传感器, 水流传感器 (FPR130, OMEGA) 就会输出一个频率信号, 然后将频率信号经过一个频率电压转换集成块 LM2917, 将频率信号转化为电压信号, 输入到电压比较器 AD790 的反相端, 在同相端设置一个介于高低电平之间的比较电压。当有水流情况下, LM2917 会输出一个高电平, 高于同相端的比较电压, 则 AD790 输出一个高电平, 控制固态继电器 (MRSSR-3, MAGER)

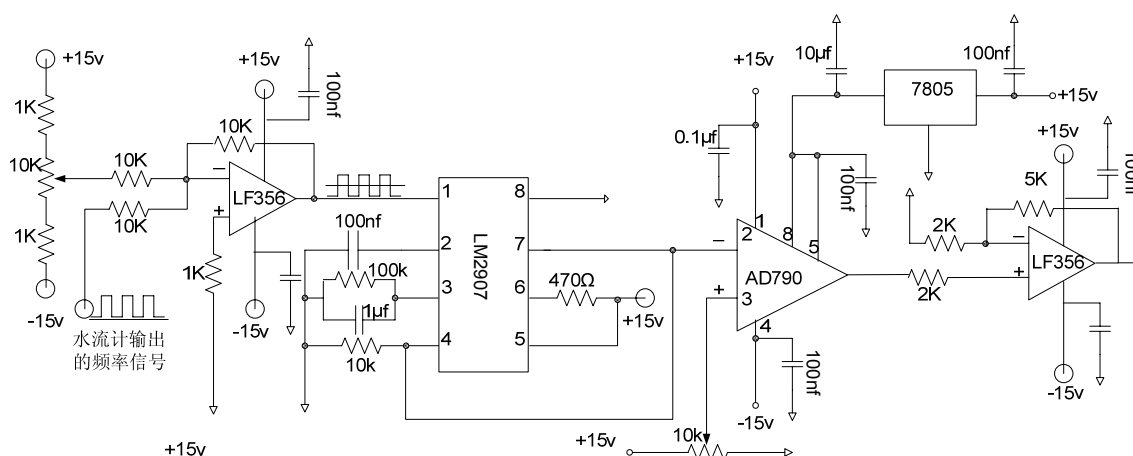


图 3.37 电流源电源开关控制

打开，继电器的输入端和输出端接通，电流源可以正常供电；在没有水流的情况下，AD790 输出一个低电平，继电器的输入端和输出端无法接通，电流源没有供电电源，无法正常工作。为了保证固态继电器能够完全打开，在后来又加入一级放大，这样在实验中就可以有效避免操作失误。

3.7.3.2 磁场电流开关

电流开关在实验中的很多地方用到，比如第一级MOT的磁场供电电路，光抽运阶段量化磁场的供电电路，由于这些磁场比较小，供电电路中的电压电流都比较小，所以可以用开关直接将其关断，而不用降低电压。在MOT2磁场的供电电路中，电流开关也起着很重要的作用。尤其在磁场关断时，可以抑制反向电流，降低磁场的关断时间。在实验中我们使用绝缘栅双极型晶体管（Insulated-gate bipolar transistor-IGBT, CM600HA-12H）作为电流开关。控制IGBT栅源两端电压就可以控制这个器件的导通和关断，当IGBT漏极电压为正电压，只要栅源两端电压超过开启电压，IGBT就开通并维持很低的通态电压，去掉栅源电压，IGBT就关断。IGBT的驱动电路如图3.38所示。M57962AL是日本三菱公司生产的专用驱动模块。

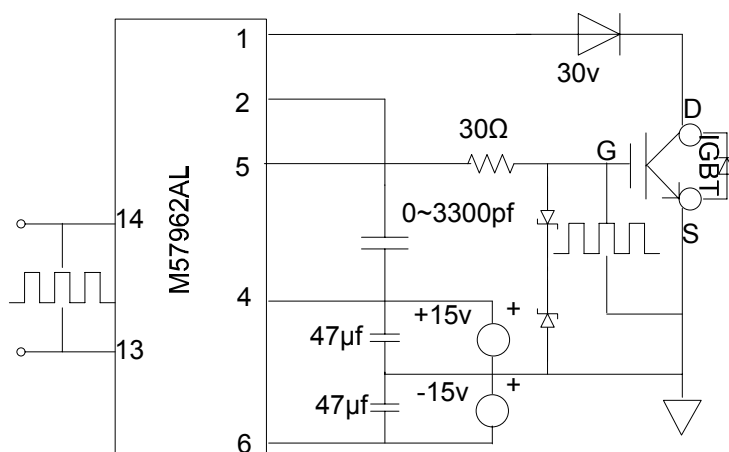


图 3.38 电路电流开关控制

3.7.3.3 QUIC 磁阱电流控制电路

QUIC 磁阱的控制电路如图 3.39 所示，一对四级线圈（Quadrupole coils）接在主路上，然后在其中的一个支路上接 Ioffe 线圈（Ioffe coil）。在磁光阱和四级磁阱阶段，电流通过四级磁阱以及和 Ioffe 并联的支路，不通过 Ioffe 线圈。而在原子转移到 QUIC

阱的过程中，Ioffe 线圈中的电流通过逐步的关断和 Ioffe 线圈并联的支路形成和四级线圈串联，电流和四级线圈中的电流相等，形成 QUIC 阱。

供电电流源是使用 Delta Elektronika 公司的产品 SM70-45D，可以提供电压 0-70V，电流 0-45A，输出功率可达 3000W。电路中电流的通过一个霍尔电流传感器（CLN-200, F.W.Bell）来测量采样。测量范围为 0-300A，线性度高于 $\pm 0.1\%$ 带宽为 1-150KHz (-1dB)。为了避免温度引起的采样电流的抖动，霍尔传感器使用控温仪进行控温。另外还使用三个霍尔电流传感器（CSB6-50A, Honeywell）来监视各个线圈中的电流。电路的开关是使用 IGBT 模块 CM600HA-12H，驱动电路在 3.7.3.2 已提及。IGBT1 是用来开关主路上的电流，IGBT6 是用来开关 Ioffe 支路上的电流的。

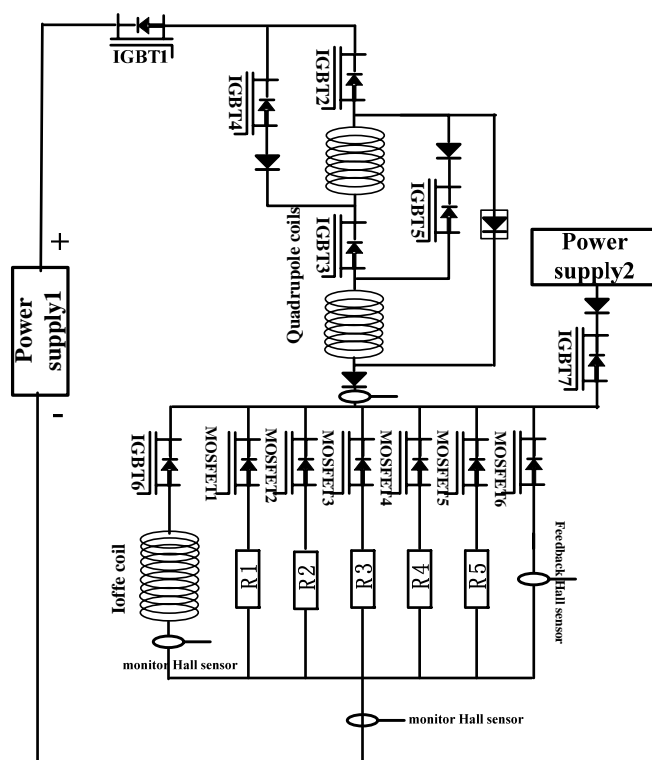


图 3.39 QUIC 磁阱控制电路示意图

MOSFET1-MOSFET5（Advanced Power Technology, APT50s）用来关断和 Ioffe 并联的五个电阻旁路，MOSFET6 由六个场效应管 IRF1405 并联组成，六个场效应管并联，可以降低每个的工作电流，以保证其工作在线性工作区。IGBT2-5 的存在是为以后做 Feshbach 共振设计的，在 QUIC 的情况下，IGBT2, IGBT3 打开，IGBT4, IGBT5 关闭。而 IGBT7 是为将原子从 QUIC 阱中心移回到四级阱中心而设置的。由于线圈电流在磁场关断过程中，变化很快，线圈的电感作用会产生瞬间高压，瞬间高压不仅会损坏

IGBT模块，还会影响磁阱的关断时间，因此我们在电路中使用了变阻器V321DB40（litterfuse公司）并联在线圈两端。在瞬间高压情况下，变阻器形成通路，可以耗散电路中的功率，也可以保护电路中的其它元器件，在一般情况下，变阻器处于关断状态，电流不通过它。

QUIC 阱中 Ioffe 线圈的电流控制是通过自制的电流反馈电路来实现的，电路是参照 JIN 小组^[118]的原理制作的。具体的原理图如图 3.40 所示。通过霍尔传感器采集的电流信号经过一个 50 欧姆的负载转化为电压，输入到 3.40 所示的控制电路中，经

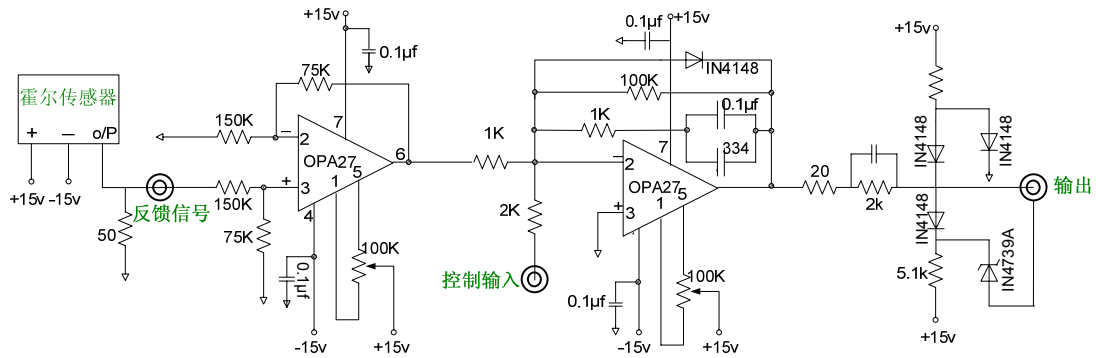


图 3.40 Ioffe 线圈电流控制电路

过一级放大和控制电压进行比较产生误差信号，输出用于控制Ioffe线圈旁路中的 MOSFET6，控制线圈的分流来实现Ioffe线圈电流的控制。在没有打开Ioffe线圈支路之前，四级线圈中电流的控制是通过控制供电电流源（Power supply1）的输出电压来实现的。

第四章 ^{40}K 和 ^{87}Rb 量子简并气体的实现

本章内容描述将室温的 K 和 Rb 原子冷却到简并的 ^{40}K 和 ^{87}Rb 混合气体的实验过程：首先在真空气室（Collection cell）中进行前级 MOT 冷却，得到预冷却的原子样品，接着把预冷却的冷原子推送到超高真空气室（Science Cell）中再一次实现 MOT 俘获，然后进行一系列操作，包括压缩磁光阱（compressed MOT），光学粘团（Optical Molasses），光抽运选态（Optical pumping）和四级阱的装载和压缩，最后把冷原子装载到磁阱中进行蒸发冷却得到简并气体，以及各个阶段的实验方法和实验参数，并分析得到的结果。

4.1 双原子磁光阱

在这一节中描述一下两级磁光阱的构成，及磁阱中原子的冷却和俘获过程。

两台 TA 输出的光经过偏振分光棱镜耦合，再经过偏振分光棱镜将光分成两束：MOT1, Rb cooling 光 130mW, Rb repumping 光 20mW, K 原子冷却和再抽运光 80mW; MOT2, Rb cooling1 光 100mW, Rb repumping 光 20mW, K 原子冷却和再抽运光 100mW。然后分别通过一个声光调制器，-1 级光用作磁光阱的冷却和俘获。由于放大器输出的光，光斑形状不好，为了得到呈基模高斯分布的光束，先要对光斑进行空间滤波。实验中两个-1 级光分别经过一个直径为 50um 的 pinhole 进行空间模式滤波，同时扩束至直径为 25mm，导入 MOT1 和 MOT2 中。四束冷却和俘获光的频率分别为，铷的冷却光相对 ^{87}Rb 的 $5^2\text{S}_{1/2}$, $F=2 \rightarrow 5^2\text{P}_{3/2}$, $F'=3$ 共振跃迁频率负失谐 19.2MHz，铷的再抽运光相对 ^{87}Rb 的 $5^2\text{S}_{1/2}$, $F=1 \rightarrow 5^2\text{P}_{3/2}$, $F'=2$ 共振跃迁频率负失谐 12MHz，钾的冷却光相对 ^{40}K 的 $F=9/2 \rightarrow F'=11/2$ 跃迁线负失谐 14.6MHz，钾的再抽运光 ^{40}K 的 $F=7/2 \rightarrow F'=9/2$ 跃迁线负失谐 39.4MHz。

MOT1 三束光采用来回往返的方式实现对原子的减速，两两垂直进入真空气室交汇在一起，然后通过 0 度全反射镜沿原路返回，在交汇处形成两两对射的六束光。如图 4.1 所示。在冷却光进入 MOT 之前先通过一个 1/4 波片来调节光的偏振特性，将线偏振光旋转成左旋（右旋）圆偏振光。水平方向（x 和 y 方向）的偏振相同；竖直方向（z 方向）的偏振转成右旋（左旋）圆偏振光。光经过 MOT 后再通过一个 1/4 波片，目的是使反射回来的光偏振旋转 180 度，因此这个波片只要加上即可，不需

要调节。因为光连续两次穿过 $1/4$ 波片，偏振旋转正好是 180 度。

对入射光束的偏振可以用下述方法调节：取一束水平或竖直线偏振光，通过一个 $1/4$ 波片和一个偏振分束棱镜 (PBS)，旋转波片调节经过 PBS 后的透射光与反射光强度，当强度相等时表明经过 $1/4$ 波片后的光是圆偏振光。将这一调整好的波片与 PBS 作为一个整体使用。将其放在冷却光路中 $1/4$ 波片后面，这时激光连续通过两个 $1/4$ 波片，相当于一个 $1/2$ 波片。调节冷却光路中的 $1/4$ 波片，使 x 与 y 方向的光全透射（或全反射）， z 方向的光全反射（或全透射）即可。全反或全透无所谓，因为可以通过改变磁场线圈中电流的方向来改变磁场的方向，形成磁光阱。

通常磁光阱不需要很大的磁场梯度，一般从每厘米几高斯到每厘米十几高斯，实验中第一级磁光阱的磁场梯度由一对对称同轴反向的亥姆霍兹线圈产生，线圈工作电流为 1.5A 左右，对应轴向磁场梯度为 $9\text{G}/\text{cm}^{[112]}$ 。实验进行时，K dispenser 工作在 4A 附近，并且铷源的阀门关闭。第一级真空度刚工作时为 $6\times 10^{-7}\text{Pa}$ ，工作 10 小时之后，真空度会降至 $1\times 10^{-6}\text{Pa}$ 。

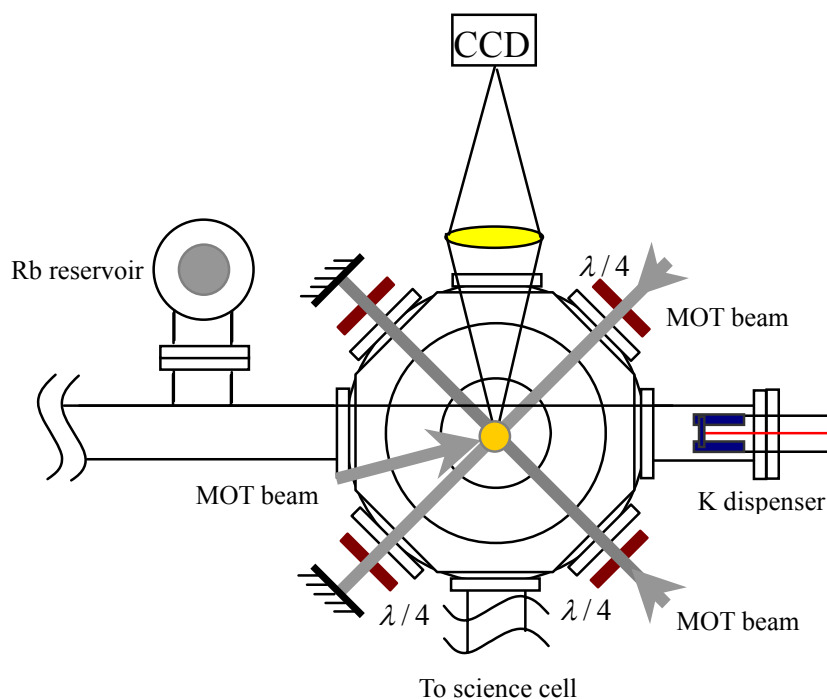


图 4.1 MOT1 光路示意图

实验中为了最优化 MOT1 的转载，首先要保证磁阱中心和光束交叠区域最大化

重合，在实验中，可以通过不断缩小光斑直径来调节，当光斑直径缩小到很小依然有原子俘获时，说明光场中心和磁场中心重合的较好；其次需要对 MOT1 的各个参数进行调节优化，包括冷却光和再抽运光的功率，失谐，以及 MOT1 磁场梯度的大小。

图 4.2 是实验中分别俘获的 ^{87}Rb 原子和 ^{40}K 原子 MOT1 荧光照片，图 4.3 是用荧光法测得的实验中 ^{87}Rb 原子 MOT1 的装载过程。最终我们可以在 MOT1 中分别俘获 10^9 — 10^{10} 个 ^{87}Rb 原子， 10^7 — 10^8 个 ^{40}K 原子。

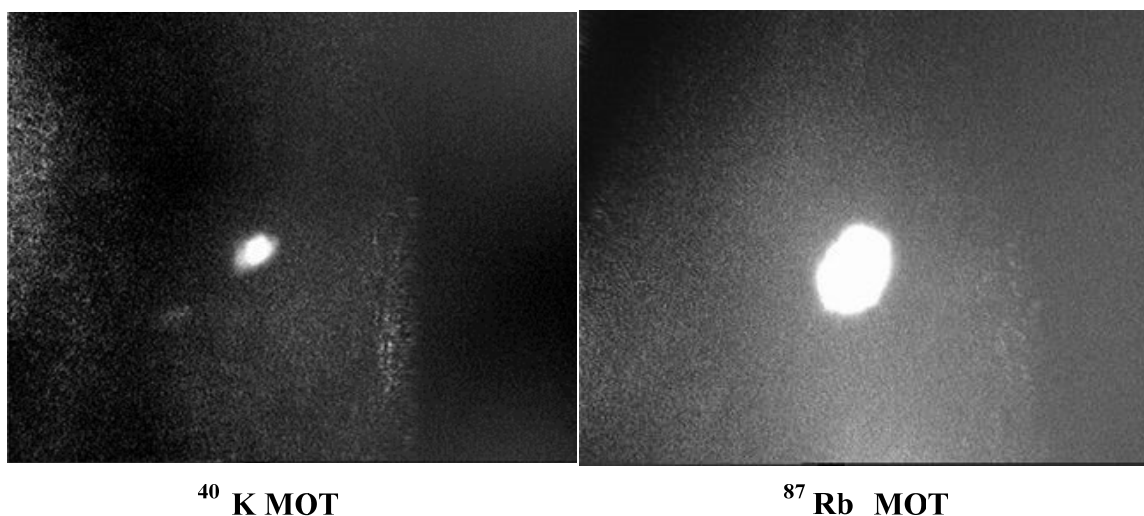


图 4.2 ^{40}K 和 ^{87}Rb MOT1 示意图

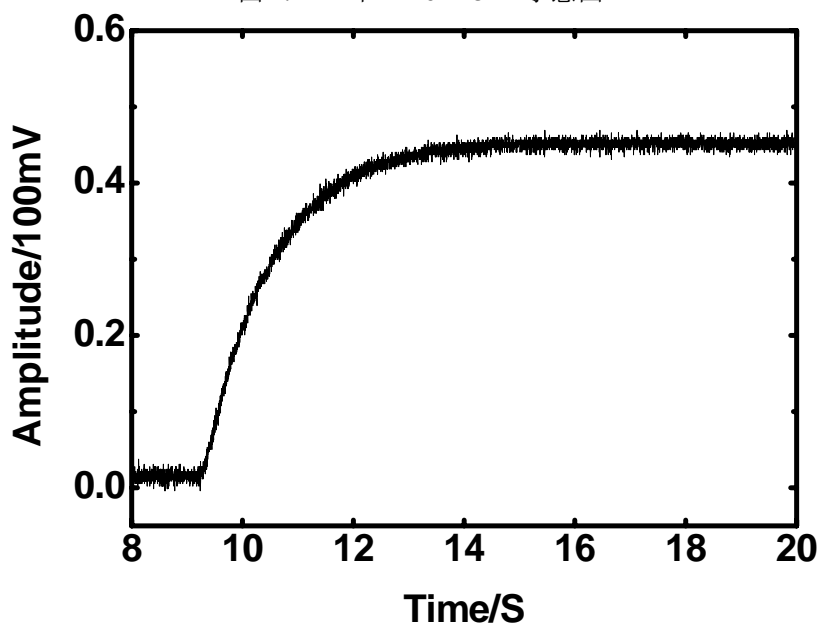


图 4.3 ^{87}Rb 原子 MOT1 装载过程

实验中使用脉冲光推送的方式将两种原子从 MOT1 推送到 MOT2。脉冲推送是通过图中虚线框内的电路来实现的。电路主要使用了集成块 MAX319，在集成块的控制端输入一个的脉冲信号（矩形波），这样输出就会在两个输入之间切换，结果，在 VCO 信号输出时，光被用来俘获一定数量的原子，推送光的功率很小，没有 VCO 信号时，俘获的原子被推送到 MOT2，在实验中发现当脉冲信号频率为 11.2Hz，脉宽为 8ms 时，推送的效率高，此时 MOT2 的装载效率较高，而且装载速度也提高很多。为了避免 MOT1 原子团中心位置偏离无氧铜管，在推送过程中将原子推到壁上，在实验中在 MOT1 中附加一个线圈来调节原子团的位置，使其位于无氧铜管中央。

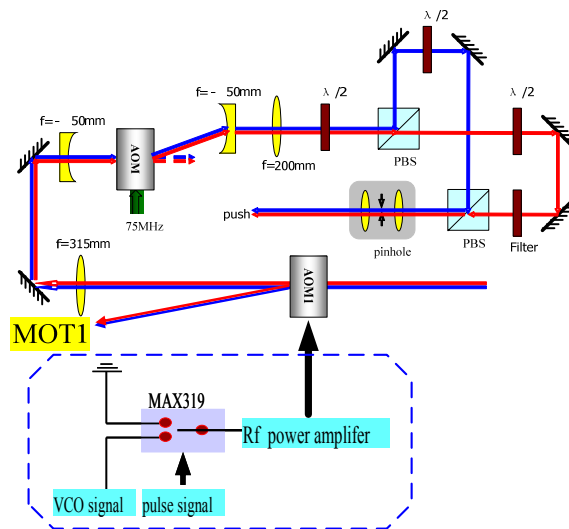


图 4.4 脉冲光推送光路图

在实验中发现 K 原子的装载受 Rb 原子装载影响很大，当两种原子同时装载时，K 原子的装载很困难，这可能是由于两种原子之间的碰撞引起的，因此在实验中我们采用将 K 原子和 Rb 原子分开装载的办法，先装载 K 原子再装载 Rb 原子，具体过程如下：装载 K 原子时，将 Rb TA (TA1) 输出的光用机械开关挡住，这样在两级磁光阱以及推送光的光路中就只有 K 原子的冷却光和再抽运光，装载 K MOT2 约 60s 后，保持 K TA (TA2) 输出光，并且将 Rb TA 输出光打开，装载 Rb MOT2 约 15s 左右，MOT2 中 K 原子和 Rb 原子的数目可以满足实验的要求。

在实验中我们发现，推送光的光强和指向对推送的效率影响比较大，在 3.2.3 中已经描述过如何调节两种原子的推送光的光强，在这里不再描述。对于推送光的指向，我们在实验中经常根据装载速率来调节，使其最优化。我们还尝试使用各种聚

焦透镜调整推送光的聚焦位置，结果发现推送光采用没有明显聚焦的高斯光束时，推送效率最好。

第二级 MOT 采用六束光对射的形式，在以上条件下，最终我们可以在 MOT2 中俘获 10^9 个 ^{87}Rb 原子， 10^7 个 ^{40}K 原子。图 4.5 是 MOT2 中 ^{87}Rb 原子的装载过程

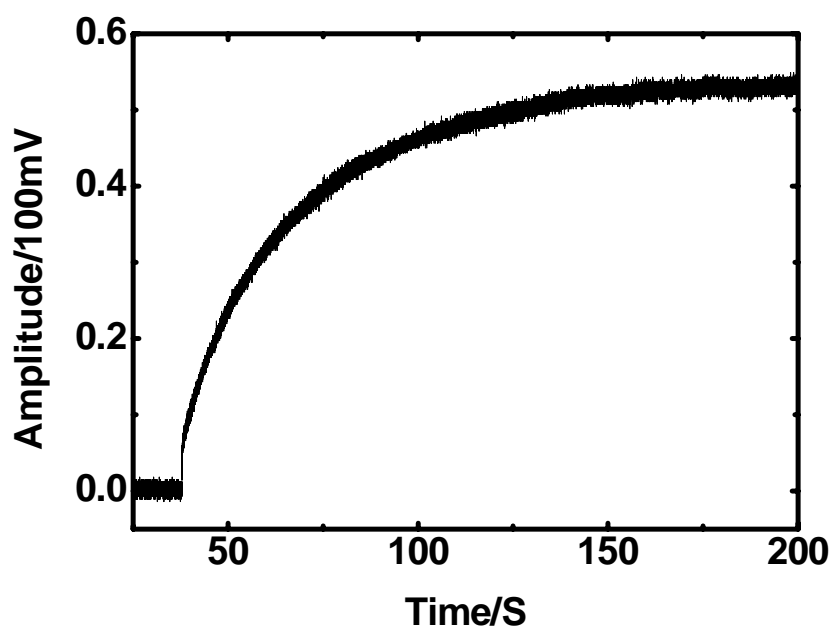


图 4.5 MOT2 中 ^{87}Rb 原子的装载过程

4.2 压缩磁光阱

由于在高的磁场梯度下俘获原子会降低原子的俘获效率，因此人们在实验中一般采取先在低的磁场梯度下收集原子然后再通过增加磁场梯度压缩磁光阱来增加原子的密度，这样既可以保证原子数目，又在瞬间增加了原子密度^[137]，同时为了避免高密度的原子由于对自身发出荧光的吸收而温度升高，造成原子的丢失，还需要冷却光的失谐加大。

在实验中为了提高磁光阱中原子的空间密度，能够较好地将冷原子转移到磁阱中，我们采用了压缩磁光阱。MOT2 在充分装载之后，关掉推送光和 MOT1 磁场，将 MOT2 磁场梯度从 9G/cm 提高到大约 30G/cm，同时将 ^{87}Rb 原子冷却光的失谐从 -19.2MHz 增大到 -30MHz。 ^{40}K 原子冷却光的失谐从 -14.6MHz 增大到 -19MHz。冷却光的强度分别降至原来的 90%。

4.3 偏振梯度冷却

在经过压缩磁光阱后，实验中通过偏振梯度冷却将原子团的温度降到更低，有利于装载到磁阱中。在这一过程中，首先将 MOT2 的磁阱关断，然后进一步加大 ^{87}Rb 原子冷却光的失谐到 -48MHz， ^{40}K 原子冷却光的失谐保持不变，而冷却光的光强仍保持在原来的 90%。

在 $\sigma^+ - \sigma^-$ 结构的偏振梯度冷却过程中，光对原子的辐射压力对外磁场非常敏感。因为 σ^+ 和 σ^- 光引起的是磁量子数不同的磁子能级之间的跃迁，而 Zeeman 分裂会导致原子对于 σ^+ 和 σ^- 光失谐不同，造成同样光强下的两束光辐射压力不同。因此在实验中，首先要保证六束对射的光光强要近似相等，其次要通过补偿线圈来补偿地磁场对原子的影响，在实验中我们通过 x, y, z 三个方向的三对地磁场补偿线圈来补偿，通过调节每对线圈中电流的大小来达到最佳效果，判断方法为：在 MOT2 中装载一定数目的原子后，关掉 MOT1 的磁场和推送光，接着关掉 MOT2 的磁场，如果看到原子团缓慢而均匀的散开，代表调节已好。

4.4 光抽运

在经过 COMT, Molasses 等阶段将冷原子进一步冷却之后，接着就要将原子囚禁在磁阱中进行蒸发冷却。但是我们将原子装载到磁阱中之前，需要将原子进行光抽运选态，因为原子在经过 COMT, Molasses 等过程之后， ^{87}Rb 原子可能会处于 $F=1$ 的基态上， ^{40}K 原子处于那些态也不清楚，如果在这种情况下打开磁阱，只有一部分原子可以囚禁在磁阱中，而其余的将被推出阱外而损失掉，所以我们需要对原子进行自旋极化。我们选择将 ^{87}Rb 原子制备在 $|F=2, m_F=2\rangle$ 态， ^{40}K 原子制备在 $|F=9/2, m_F=9/2\rangle$ 态上进行蒸发冷却，因为这些态是磁阱束缚比较强的低场趋向态，而且可以避免自旋交换碰撞，有利于以后磁阱中蒸发冷却进行。

在光抽运过程中，一个沿 z 轴方向（Ioffe 线圈轴向方向）的很小的导向磁场来提供原子的量化轴，同时使 m_F 态略微不简并，以至于对吸收跃迁没有很大影响。抽运光的频率被调谐到 $F=2 \rightarrow F'=2$ (^{87}Rb) $F=9/2 \rightarrow F'=9/2$ (^{40}K) 跃迁频率附近，并且相对于量化磁场为 σ^+ 圆偏光。 ^{87}Rb 光抽运过程能级图如图 4.6 所示。在 σ^+ 圆偏光作用下，在态 $|2, i\rangle$ 上的原子可以通过跃迁被激发到上能态 $|2, i+1\rangle$ 上，而激发到上能态的原子又可以经过自发辐射跃迁到基态的两个超精细能级上，并且遵守选择定

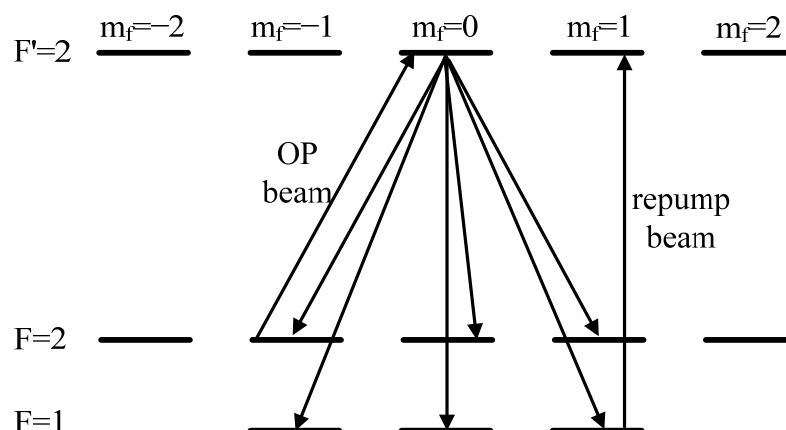


图 4.6 ^{87}Rb 原子光抽运选态能级图

则 $\Delta m_f = 0, \pm 1$ 。一旦原子跃迁到 $|F = 2, m_f = 2\rangle$ 态上，就不会与抽运光发生共振跃迁而停留在这个态上，成为光抽运过程中的暗态，而没有跃迁到 $|F = 2, m_f = 2\rangle$ 态上的原子就会一直参与光泵浦跃迁，经历几个循环最终被抽运到 $|F = 2, m_f = 2\rangle$ 态上。在这个过程中，为了避免原子跃迁到 $F=1$ 态上，造成原子的损失，反抽运光 ($F=1 \rightarrow F'=2$ (^{87}Rb) $F=7/2 \rightarrow F'=9/2$ (^{40}K)) 在光抽运过程中打开，将自发跃迁到 $F=1$ 态上的原子送回到光泵浦循环跃迁中。实验中光抽运的时间要选择合适的，时间过短，会因为抽运不完全而造成原子数目的损耗，时间过长，又会因为光散射造成对原子团的加热，在我们实验中，光泵浦的时间一般为 $100\mu\text{s}$ ，在这个过程中，原子会不可避免的有些加热，但是这都是可以接受的，因为光抽运使在磁阱中的原子数目大大增加。

图 4.7 是从 MOT2 俘获原子到光抽运的一个实验时序图。当二级磁光阱装载的原子达到一定数目时，关掉 push 光和 MOT1 磁场，将冷却光的强度降低， ^{87}Rb 原子冷却光的失谐从 -12MHz 加大到 -30MHz ，同时，四极磁场梯度从 9GS/cm 缓慢上升到 30GS/cm ， 150ms 后关闭四极磁场，将冷却光的失谐加大到 -48MHz ，进行 5ms 的偏振梯度冷却，结束以后，关掉冷却光，保持反抽运光打开，打开量化磁场， $100\mu\text{s}$ 后将 pump 光打开 $100\mu\text{s}$ ，然后再经过 $100\mu\text{s}$ 关闭反抽运光，光抽运结束。这样就将原子制备在同一自旋态上，可以有更多原子囚禁在磁阱中。

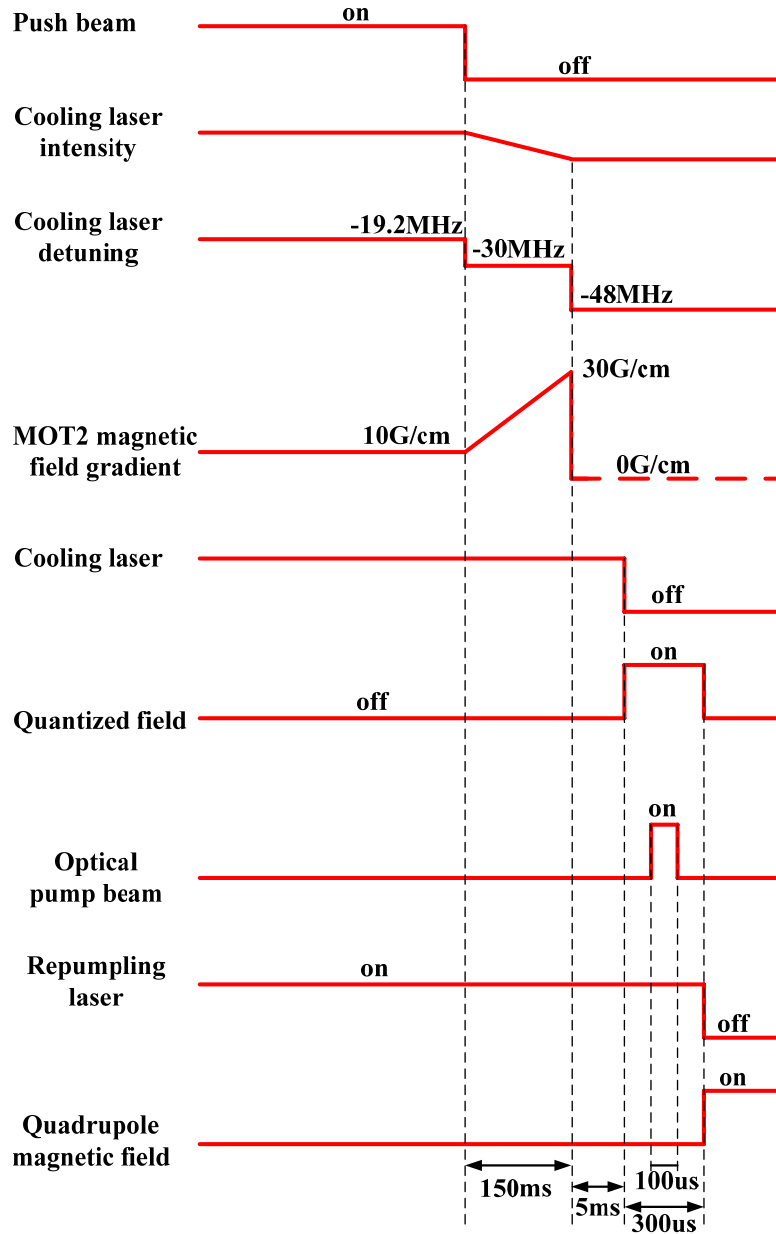


图 4.7 光抽运选态时序图

4.5 磁阱的装载

实验中为了增加装载到磁阱中原子团的空间密度，提高原子之间弹性碰撞速率，需要对原子团进行绝热压缩。经过光抽运选态后，我们快速的打开四极磁阱，10ms内四级线圈的电流增大到 20A，然后四级线圈的电流经过 500ms 增大到 29A，对原子团进行绝热压缩。在四极磁阱装载冷原子的过程中，为了尽可能少的造成原子的加热，光学粘团中六束冷却光交叉的位置要尽可能的与四极磁阱中心位置在空间上

重合，使得装载过程满足模式匹配。

磁阱的势阱能量可以表示为

$$V = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} \quad (4.1)$$

假设 F 是原子的总角动量， m_F 是它沿磁场方向的投影， g_F 是原子的朗道因子，则

$$V = g_F m_F \mu_B |\vec{B}| \quad (4.2)$$

最简单的磁阱形式是由一对反向的亥姆霍兹线圈构成，即四极磁阱，磁阱中心的磁阱大小为 0，当远离磁阱中心时，磁场大小线性增加。这种形式的磁阱有个最大的缺点就是：随着俘获原子温度的降低逐渐接近简并时，原子处于 $|\vec{B}| = 0$ 附近的时间会逐渐增加，由于 $|\vec{B}| = 0$ 时，Zeeman 分裂是 0，所有的磁子能态都是简并的，因此处于中心附近的原子会发生 Majorana 跃迁，而逸出阱外，Majorana 跃迁使系统中最冷的原子发生损耗，因此在四极磁阱中无法达到简并，所以要将原子转移到 QUIC 阱中来进行蒸发冷却。

四级磁阱向 QUIC 阱的转移是通过给 Ioffe 线圈加电流来实现的。在四级阱绝热压缩后 (z 轴上的磁场强度如图 4.8a 所示)，开启 Ioffe 线圈电流开关 IGBT6，通过电流反馈电路控制图 3.39 所示电路中 MOSFET6 的栅源两端电压，使 Ioffe 线圈中电流增加，在增加的过程中，磁阱中心向 QUIC 线圈所在的方向移动 (z 轴正方向)，经过 300ms，Ioffe 线圈中电流上升到 23A，此时磁场有两个零点，如图 4.8b 所示，出现损失窗口，随着 Ioffe 线圈中电流进一步加大，这两个零点逐渐的相互靠近，它们之间的势垒也逐渐降低，当 Ioffe 线圈中的电流和四极线圈中的电流相等为 29A 时，两个最小值相互靠近融合在一起 (如图 4.8c 所示)。最后通过一起加大线圈中电流将 QUIC 阱的径向梯度加大。最终形成的 QUIC 阱，磁场最小值为 1.5G 左右，径向梯度为 172 G/cm ，轴向曲率为 162.2 G/cm^2 ，得到径向和轴向角频率分别为 $\omega_R = 2\pi \times 179.3 \text{ Hz}$ ， $\omega_z = 2\pi \times 16.3 \text{ Hz}$ 。图 4.9 是 QUIC 阱线圈电流的上升曲线。

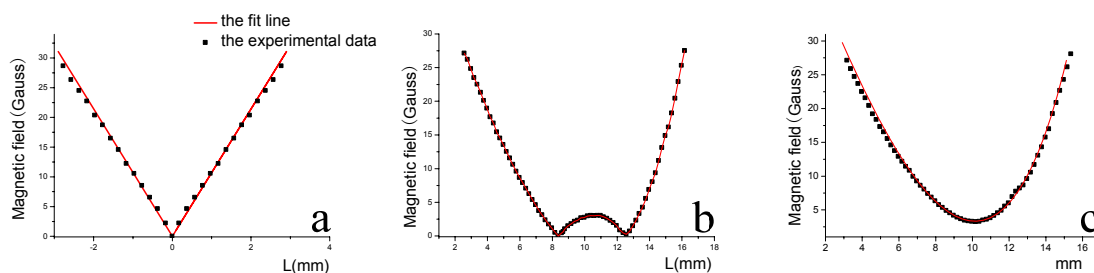


图 4.8 QUIC 阱的形成过程

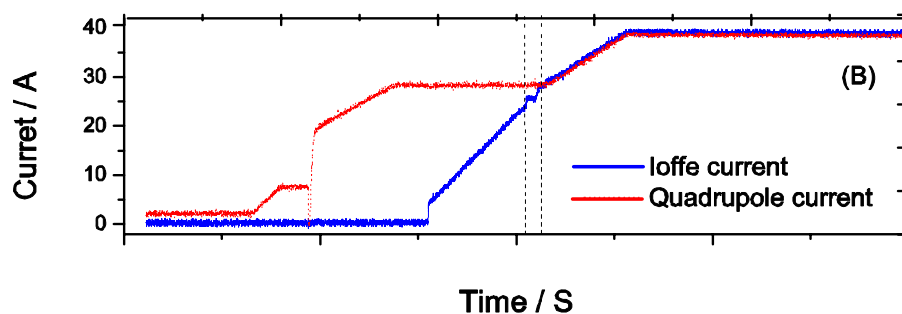


图 4.9 QUIC 阱线圈电流上升曲线

在磁阱转移过程中，造成原子损耗的一个很重要的因素是损失窗口的存在。四级磁阱中心处于 Science cell 中心，距离 cell 壁 15mm，当 Ioffe 线圈中的电流逐渐增大时，磁阱的最小值向 cell 壁方向移动，当 Ioffe 线圈中电流加到某个值时，出现如图 4.8b 所示的情况，即磁阱出现两个极小值，并且这两个极小值随着 Ioffe 线圈中电流的加大在逐渐靠近，它们之间的势垒也在逐渐降低，当能量比较高的原子越过势垒到达磁阱的另外一个极小值，而第二个极小值在 cell 的外侧时，原子无法到达极小值点而是与 cell 壁发生碰撞加热逸出阱外，这个称之为转移过程中的损失窗口。在我们的实验系统中，损失窗口是难以避免的，但在实验中可以进行优化，尽量减小原子数的损耗。在实验中我们通过 QUIC 磁阱的控制电路上做改进来减小损失窗口的损耗。在如图 3.39 所示的控制电路中，在压缩磁阱完成之后，电路中的 IGBT1-3, MOSFET1-6 打开，而 IGBT6 关闭。在磁阱转移过程中，首先将 IGBT6 打开，通过图 3.40 中所示的电流反馈电路控制 MOSFET6 栅源两端电压，使 Ioffe 线圈中的电流在 MOSFET6 完全关断时，上升到总电流的 85%左右（比例是依据 Ioffe 线圈电阻及与其并联的五个电阻算得的），此时损失窗口出现。接着分别将和 Ioffe 线圈并联的五个分流旁路通过 MOSFET1-5 依次关断，使 Ioffe 线圈中的电流和四极线圈中电流相等，形成 QUIC 阱。在这个过程中，在损失窗口附近，采用了 Ioffe 电流跳跃上升（如上图 4.10 所示），且在每个旁路关断后有一个等待时间，可以通过调节每个等待时间来优化这个过程，又由于从损失窗口开始，Ioffe 线圈中的电流不再由电流反馈电路来控制，因此避免了电流反馈带来的 Ioffe 线圈中的电流噪声，因此这一方法有效减少了损失窗口带来的原子损耗。

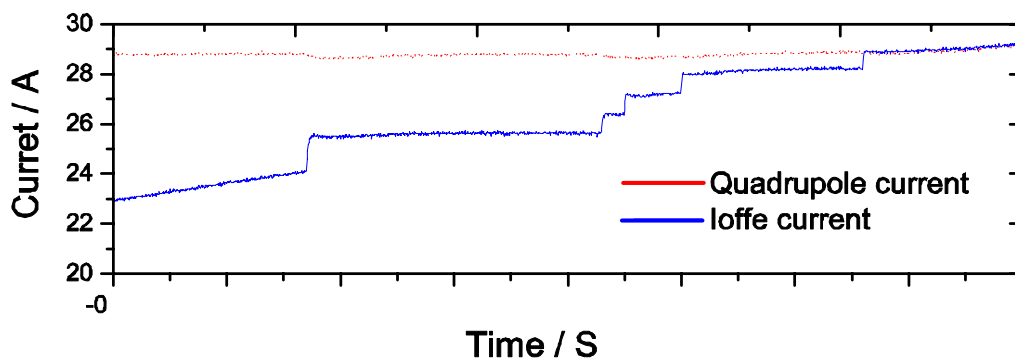


图 4.10 Ioffe 线圈电流在损失窗口附近的上升曲线

实验中R1-R5的阻值分别为9.7 Ω , 10.47 Ω , 11 Ω , 11.5 Ω 和12.2 Ω 。最优化的等待时间分别为28 ms, 10 ms, 5 ms, 5 ms, 16 ms (分别对应MOSFET1-5关断后的等待时间)。最终装载到QUIC阱中的 ^{87}Rb 原子和 ^{40}K 原子分别为 10^8 和 5×10^6 。

4.6 蒸发冷却

在这一节中，将要介绍实现简并费米气体的最后一个步骤—蒸发冷却。装载到QUIC阱中的原子相空间密度为 10^{-7} 量级，而到最后形成简并气体时， ^{87}Rb 原子的相空间需要达到 10^0 量级，蒸发冷却^[138-140]被证明是实现这一过程的有效手段。

对于 ^{87}Rb 原子的蒸发冷却，有很多的数学模型来描述它，这里只介绍一个基本的思想：如图 4.11 所示，假设一个系统，有 N 个粒子，温度为 T_i ，这样一个系统速度分布满足 Maxwell-Boltzmann 分布，有选择地将能量大于 E_{cut} 的原子移走，则系统

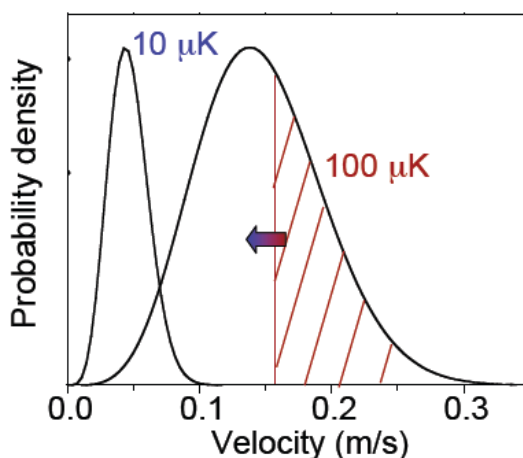


图 4.11 蒸发冷却原理示意图

的总能量减小，剩余的原子通过弹性碰撞达到热平衡，结果系统的温度达到 T_f ， $T_f < T_i$ 。改变 E_{cut} ，不断的重复上述的过程，这个过程就会以减少原子数目为代价，换得温度的降低。

对于 ^{40}K 原子来说，在温度小于 $100\mu\text{K}$ 的情况下，单组份自旋态费米原子之间的弹性碰撞是被禁止的，因此蒸发冷却对于单组份自旋态费米子的冷却是非常没有效果的，为了克服这一困难，得到简并费米气体，一般采用两种方案：一是囚禁费米子的不同自旋态，二是同时囚禁玻色子和费米子，在蒸发冷却阶段，有选择地蒸发 ^{87}Rb 原子，然后通过 ^{87}Rb 原子和 ^{40}K 原子之间的弹性碰撞（散射长度为 $-215 (\pm 10) a_0^{[141]}$ ），将 ^{40}K 原子同步冷却。

上面提到的“有选择地”对于 $^{40}\text{K} - ^{87}\text{Rb}$ 混合气体，一是指选择系统中能量高的原子，二是指只蒸发 ^{87}Rb 原子，留下 ^{40}K 原子。在磁阱中， ^{87}Rb 原子的蒸发冷却通过射频场驱动原子从低场趋向态跃迁到高场趋向态来进行。前面已经说过，在光抽运阶段 ^{87}Rb 被制备在 $|F=2, m_F=2\rangle$ 态上，如图 4.12a 所示，磁阱中原子的能量是动能和势能的和，当原子沿着势阱运动时，会和磁阱交换动能，因此，动能大的原子会离磁阱远些。而射频场的射频信号通过共振条件 $\hbar\omega_{\text{rf}} = \mu_B g_F |\vec{B}(\vec{r})|$ 定义了磁阱的深度为 $U_{\text{depth}} = \hbar(\omega_{\text{rf}} - \omega_0)$ ，其中 $\hbar\omega_0 = \mu_B g_F B_0$ ， B_0 是磁阱的最小值。这样在实验中通过将射频场的频率从高到低扫描，就可以有选择地使能量最高的原子，首先发生一系列跃迁从低场趋向态跃迁到高场趋向态抛出阱外，接着通过降低射频场频率降低势阱深度连续使原子抛出阱外，通过弹性碰撞不断使原子团温度降低。由于 ^{40}K

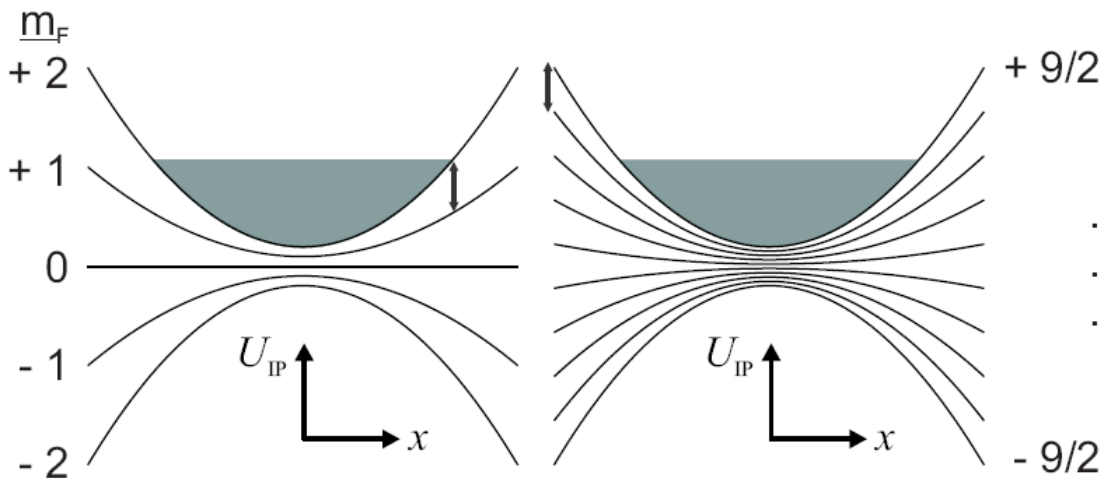


图 4.12 (a) ^{87}Rb 原子在谐振势阱中的 Zeemann 子能级和 (b) ^{40}K 原子在谐振势阱中的 Zeemann 子能级

原子的核自旋 ($I=4$) 比较大, 因此相对于 ⁸⁷Rb 原子来说 ($I=3/2$), ⁴⁰K 原子有更多的自旋态, 如图 4.12b 所示, 而且 ⁴⁰K 原子和 ⁸⁷Rb 原子塞曼能级的劈裂不同, ⁴⁰K 原子的劈裂是 ⁸⁷Rb 原子的 4/9, 则对于 ⁴⁰K 原子和 ⁸⁷Rb 原子来说, 在塞曼子能级之间的跃迁需要不同的射频频率, 因此在蒸发冷却阶段可以实现只蒸发 ⁸⁷Rb 原子, 而 ⁴⁰K 原子通过和 ⁸⁷Rb 原子的弹性碰撞实现同步冷却。

在蒸发冷却的过程中, 有效的蒸发冷却依赖于原子之间的弹性碰撞率, $\Gamma_{el} = n\sigma_{el}v$, 其中 v 表示原子的平均速度, σ_{el} 为原子的弹性碰撞截面, n 代表原子的空间密度。在谐振子势阱中, 原子的密度为 $n \propto N/T^{3/2}$, 其中 N 为阱中囚禁的原子数, 而原子平均速度与原子温度的关系为 $v \propto T^{1/2}$, 因此原子的弹性碰撞率 $\Gamma_{el} \propto N/T$ 。在蒸发冷却过程中, 真正关心的量是相空间密度 $\rho_{ps} = n\lambda_{db}^3 \propto N/T^3$, 从这个式子可以看出, 原子在谐振子势阱中的相空间密度 ρ_{ps} 随温度的变化比原子的弹性碰撞率 Γ_{el} 随温度的变化更加剧烈, 所以在蒸发冷却过程中, 只要保证原子之间的弹性碰撞率 Γ_{el} 持续增大, 或至少保持不变, 满足“逃逸”蒸发冷却的条件, 相空间密度就可以不断提高。

在蒸发冷却过程中, 相空间密度提高与否是通过吸收成像来判断的^[142,143]。通过吸收成像能够直接得到一个物理量就是原子团的空间光学厚度分布。

$$D(x, y) = \sigma_{el} \int n(x, y, z) dz \quad (4.3)$$

在温度不是特别低的情况下, 原子团的空间密度分布近似满足 Maxwell-Boltzmann 分布

$$n(x, y, z) = \frac{N}{\pi^{3/2} r_x r_y r_z} \exp\left(-\frac{x^2}{r_x^2} - \frac{y^2}{r_y^2} - \frac{z^2}{r_z^2}\right) \quad (4.4)$$

其中 N 是原子数目, r_i 是原子团在 i 方向的空间尺度。

温度为 T 的原子在谐振子势阱中 i 方向上的空间尺度为 r_{i0} , 原子在势阱的这个方向上的运动频率为 ω_i , 则有

$$r_{i0}^2 = \frac{\kappa_B T}{m\omega_i^2} \quad (4.5)$$

当原子从势阱中释放出来, 自由飞行时间 t 后, 原子团的大小为

$$r_i^2(t) = r_{i0}^2 + \frac{2\kappa_B T t^2}{m} \quad (4.6)$$

而原子团自由扩散时间 t 后的，光学厚度为

$$\begin{aligned} D(x, y, t) &= \sigma_{el} \int dz \frac{N}{\pi^{3/2} r_x(t) r_y(t) r_z(t)} \exp\left(-\frac{x^2}{r_x^2(t)} - \frac{y^2}{r_y^2(t)} - \frac{z^2}{r_z^2(t)}\right) \\ &= \sigma_{el} \frac{N}{\pi r_x(t) r_y(t)} \exp\left(-\frac{x^2}{r_x^2(t)} - \frac{y^2}{r_y^2(t)}\right) \end{aligned} \quad (4.7)$$

当扩散的时间 t 足够长，使得 $\frac{2\kappa_B T t^2}{m} \gg r_{i0}^2$ 时，则原子在各个方向上的扩散近似相等，

尺度为

$$r_i(t) = \sqrt{\frac{2\kappa_B T t^2}{m}} \quad (4.8)$$

在这种情况下，原子团的光学厚度的最大值为

$$D(0, 0, t) = \sigma_{el} \frac{N}{\pi r_x(t) r_y(t)} = \sigma_{el} \frac{m}{2\pi\kappa_B t^2} \frac{N}{T} \quad (4.9)$$

由此可见，在势阱中原子之间的弹性碰撞率 Γ_{el} 和原子团自由飞行足够长时间 t 后测得的光学厚度的最大值 $D(0, 0, t)$ 成正比。因此在实验中我们可以用原子团自由飞行足够长时间 t 后测得的光学厚度来判断蒸发冷却的效果。

在蒸发冷却实验中，信号源 DS-345（SRS 公司）用来产生蒸发冷却的射频信号，使用 GPIB 接口卡对其进行射频信号的频率输出控制，射频信号输出经过一个射频信号衰减器，使用计算机的模拟信号输出对其进行控制，实现射频信号幅度的控制，衰减器输出的信号经过射频功率放大器 ZHL-5W-1（MiniCircuits 公司）放大，输出接到射频蒸发线圈上，蒸发线圈放置在 Science cell 的正上方（四级上线圈口径内）。蒸发线圈和射频源之间的阻抗匹配通过一个 50 欧姆的电阻来改善。蒸发线圈发射的信号通过另外一个线圈来监视。

在蒸发冷却过程中，有一些因素要特别注意：第一，原子的寿命。原子寿命与第二级真空气室的真空度，磁阱的稳定性和环境中的杂散光有关。因此在实验中除了保证第二级真空气室有好的真空度外，还需要细心检查 Science cell 周围的杂散光，在实验中，我们通过将 CCD 放入各个光路中，然后关闭声光调制器和机械开关来看是否还有荧光，如有的话可以通过在光路中适当地方加入光阑将其遮挡掉，以保证蒸发冷却过程有效进行。第二个，射频线圈的设计。我们最初设计的射频线圈形状如图 4.13 中线圈 A，线圈 B 是我们改进的射频线圈。两者之间最大的差别

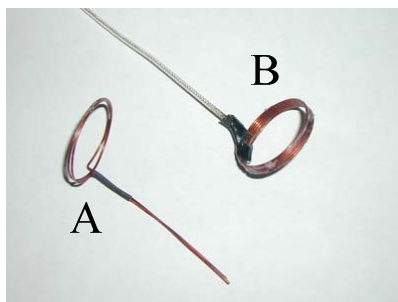


图 4.13 射频蒸发线圈图片

是线圈 B 比 A 少了两根裸露的直漆包线。我们用 A 做蒸发冷却的时候，由于直杆儿发出的射频信号向着各个方向，它会引起磁场的抖动，导致蒸发冷却不能有效进行。而线圈 B 用屏蔽的射频线直接接在圆形线圈上避免了一个问题。在实验中还要特别注意射频线圈的连接问题，如若虚焊的话，到蒸发冷却最后阶段，原子很难凝聚。

4.7 简并费米气体的实现

4.7.1 ^{87}Rb 玻色-爱因斯坦凝聚体的形成

^{87}Rb 原子的 BEC 是将装载到 QUIC 阱中 $|F=2, m_F=2\rangle$ 态上的 10^8 个 ^{87}Rb 原子通过蒸发冷却来实现的。在实验中我们经过 35 秒的射频蒸发过程，通过线性分段

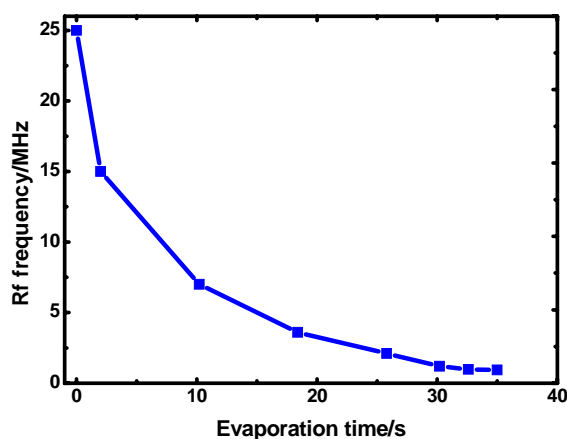


图 4.14 射频场频率扫描曲线

扫描将射频频率从 25MHz 扫描到 1MHz 左右,得到 ^{87}Rb 原子的玻色-爱因斯坦凝聚。图 4.14 是实验中射频场的扫描曲线, 很接近 e 的负指数的形式。

由于在磁阱中原子团很小, 通常我们通过关断磁阱使原子自由飞行 25ms 吸收成像来探测热原子和凝聚体。在自由飞行过程中, 由于磁阱中热原子具有高斯密度分布, 所以原子团扩散是各向同性的, 说明原子团的动量分布是各向同性的, 而对于凝聚体来说, 原子团动量分布是非对称的, 在强束缚方向运动速度大, 一旦将磁阱关掉, 自由飞行, 原子团的轴向和纵向的比例就会有一个明显的变化。因此在实验中我们除了通过观察原子团的光学厚度的变化以外, 还可以通过观测原子团在自由飞行过程中轴向和纵向的比例变化来判断玻色-爱因斯坦凝聚体的形成。在图 4.15a 中可见原子团的扩散是各向同性的, 相对应的分布轮廓(图 4.15d) 满足高斯分布, 说明还是热原子。当继续降低射频信号的频率时, 可以发现原子团中心附近光学厚度突然增大, 原子扩散为各向异性, 而周围原子的扩散仍然是各向同性的, 如图 4.15b 和 4.15e 所示, 说明此时凝聚体已经形成, 继续降低射频信号频率, 就会形成一个纯的 ^{87}Rb 原子的玻色-爱因斯坦凝聚体, 原子团的扩散完全是各向异性的, 纵向扩展比轴向要快, 相对应的分布轮廓不再满足高斯分布, 而要使用反抛物线拟合(如图 4.15c, f)。实验中得到的纯的 ^{87}Rb 原子凝聚体的原子数目为 10^5 个, 相变温度发生在 500nk。

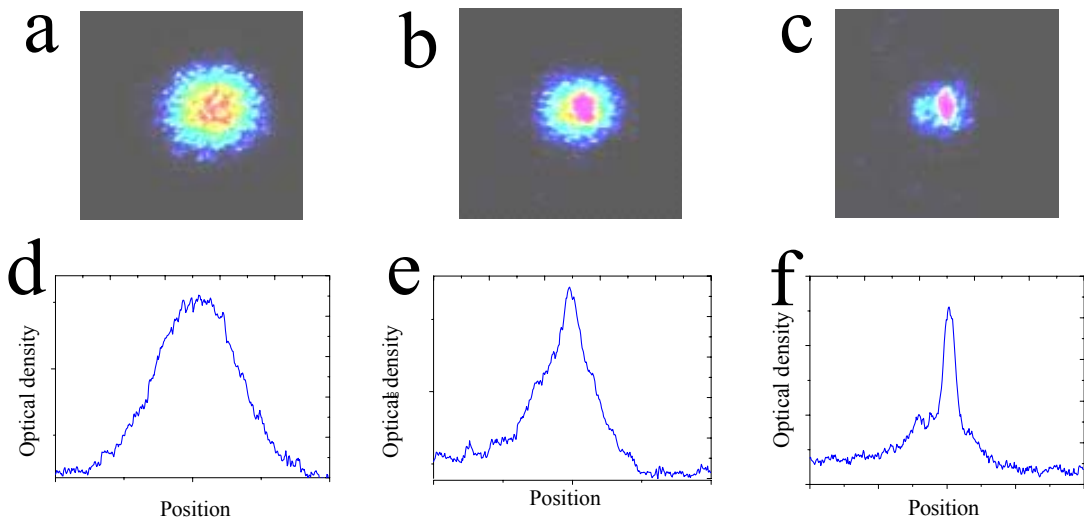


图 4.15 BEC 的形成

4.7.2 ^{40}K 费米量子简并的形成

图 4.16 是 ⁴⁰K 原子和 ⁸⁷Rb 原子同时冷却过程中, 射频频率扫描到不同值时 ⁸⁷Rb 和 ⁴⁰K 原子团的吸收成像。可以看到随着蒸发冷却的进行, ⁴⁰K 原子的光学密度越来越高。对于 BEC 的形成我们可以看到明显的特征, 比如 Bimodal 形状的出现, 原子

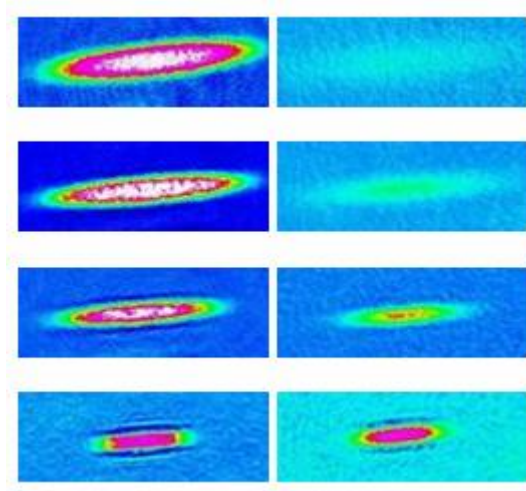


图 4.16 ⁴⁰K 原子与 ⁸⁷Rb 原子的同步冷却

团轴向和径向尺寸比例的变化。但是对于费米子, 当温度降到很低时, 它不会出现这样的明显特征, 简并的出现是逐渐的, 简并度只有通过对实验数据进行拟合才可以得到。

⁴⁰K 费米量子简并气体实验数据的获得

4.7.2.1 理论分析

对于费米子来说, 满足费米—狄拉克统计规律

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{\xi^{-1} e^{\beta\varepsilon} + 1} = \frac{1}{e^{\beta(\varepsilon-\mu)} + 1} \quad (4.10)$$

$\xi = e^{\beta\mu}$ 为一个含化学势 μ 的参数, $\beta = \frac{1}{K_B T}$, 其中 K_B 为玻尔兹曼常数, T 为系统温度。

假设费米子处于谐振势阱中, 势阱的几何平均频率为 $\varpi = \sqrt[3]{\omega_1 \omega_2 \omega_3}$, 其中 ω_i 为谐振势在 $r_i(x, y, z)$ 方向上的频率, 则当给定能量 ε 时, 处于能量值为 ε 态上的态密度为

$$g(\varepsilon) = \frac{\varepsilon^2}{2(\hbar\varpi)^3} \quad (4.11)$$

则势阱中的费米子总数为

$$\begin{aligned} N &= \int_0^\infty f(\varepsilon)g(\varepsilon)d\varepsilon \\ &= \int_0^\infty \frac{1}{e^{\beta(\varepsilon-\mu)}+1} \frac{\varepsilon^2}{2(\hbar\varpi)^3} d\varepsilon = -\left(\frac{K_B T}{\hbar\varpi}\right)^3 Li_3(-e^{\beta\mu}) \end{aligned} \quad (4.12)$$

式中用到了 $\int_0^\infty \frac{x^{(n-1)}}{a^{-1}e^x+1} dx = -\Gamma(n)Li_n(-a)$ ，其中 $Li_n(\bullet)$ 为 n 重对数函数 (the polylogarithm of order n , $n>0$ ，为整数或半整数)。

对于零温附近的费米分布满足下面的统计规律

$$f(\varepsilon) = \begin{cases} 1 & \varepsilon < E_F \\ 0 & \varepsilon > E_F \end{cases} \quad (4.13)$$

即所有费米子都处于费米能级之下，高于费米能级的能级没有费米子占据。此时费米粒子总数为

$$N = \int_0^\infty f(\varepsilon)g(\varepsilon)d\varepsilon = \int_0^{E_F} g(\varepsilon)d\varepsilon = \frac{E_F^3}{6(\hbar\varpi)^3} \quad (4.14)$$

因此，费米能、费米温度与粒子数及磁阱几何结构的关系可以表示为

$$E_F = \hbar\varpi(6N)^{1/3} \quad (4.15)$$

$$T_F = \frac{E_F}{K_B} = \frac{\hbar\varpi}{K_B}(6N)^{1/3} \quad (4.16)$$

将(4.12)式代入(4.16)式，得到量子简并参数

$$\frac{T}{T_F} = [-6Li_3[-\xi]]^{-1/3} = 1/\sqrt[3]{-6Li_3[-\xi]} \quad (4.17)$$

量子简并参数是衡量超冷费米气体的温度的一个重要参数。从 4.16, 4.17 式看出，量子简并参数本来是需要用气体温度、势阱参数和粒子数才可以计算得到，巧妙的变换使得只用单一参数 ξ 就可得到。

六维相空间 (\vec{r}, \vec{k}) 的态密度为 $(2\pi)^{-3}$ 。单个粒子的能量可以认为是哈密顿量的相关值，谐振势中非凝聚样品在相空间的密度分布就可以表示为^[144]：

$$w(\vec{r}, \vec{k}; T, \mu) = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{1}{e^{\beta(H(\vec{r}, \hbar\vec{k})-\mu)}+1}$$

对上式在动量空间积分得到坐标空间的密度为

$$\begin{aligned}
 n(r) &= \int d^3\vec{k} \cdot w(\vec{r}, \vec{k}; T, \mu) \\
 &= \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{4\pi k^2}{e^{-\beta(\mu-V(r))} \cdot e^{\beta \frac{\hbar^2 k^2}{2M}} + 1} dk \\
 &= -\left(\frac{M}{2\pi\beta\hbar^2}\right)^{3/2} \text{Li}_{3/2}(-e^{\beta(\mu-V(r))})
 \end{aligned} \tag{4.18}$$

其中 $\left(\frac{M}{2\pi\beta\hbar^2}\right)^{-1/2}$ 为原子的德布罗意波长。对(4.18)式在坐标空间积分可以得到费米粒子数

$$\begin{aligned}
 N &= \int d^3r \cdot n(r) \\
 &= -\left(\frac{M}{2\pi\beta\hbar^2}\right)^{3/2} \int_0^\infty \text{Li}_{3/2}(-e^{\beta(\mu-V(r))}) d^3r \\
 &= -\left(\frac{M}{2\pi\beta\hbar^2}\right)^{3/2} \int_0^\infty \int_0^\infty \int_0^\infty \sum_{l=1}^\infty \frac{-e^{l\beta\mu} e^{-l\beta \frac{M}{2}(\omega_1^2 x^2 + \omega_2^2 y^2 + \omega_3^2 z^2)}}{l^n} dxdydz \\
 &= -\left(\frac{M}{2\pi\beta\hbar^2}\right)^{3/2} \sum_{l=1}^\infty \frac{-e^{n\beta\mu}}{l^n} \int_0^\infty \int_0^\infty \int_0^\infty e^{-l\beta \frac{M}{2}(\omega_1^2 x^2 + \omega_2^2 y^2 + \omega_3^2 z^2)} dxdydz \\
 &= -\left(\frac{M}{2\pi\beta\hbar^2}\right)^{3/2} \times \left(\frac{\pi}{\beta \frac{M}{2} \omega_1^2}\right)^{1/2} \left(\frac{\pi}{\beta \frac{M}{2} \omega_2^2}\right)^{1/2} \left(\frac{\pi}{\beta \frac{M}{2} \omega_3^2}\right)^{1/2} \text{Li}_3(-e^{\beta\mu}) \\
 &= -\left(\frac{1}{\beta\hbar\omega}\right)^3 \text{Li}_3(-e^{\beta\mu})
 \end{aligned} \tag{4.19}$$

与(4.12)式的结果一致。

在实验中为了得到原子的信息，通常关闭磁场，让原子自由飞行一段时间，然后采用标准破坏吸收成像技术拟合分析。本文忽略粒子之间的相互作用，考虑到在边界条件下 $t=0$ 时， $\omega_i \rightarrow 0$ 的多体波函数的的演化。在飞行一定时间 t_E 后，借助飞行展开变换^[145]

$$x_i \rightarrow x_i / \sqrt{1 + \omega_i^2 t_E^2}, \quad n(r) \rightarrow \frac{n(r)}{\prod_i \sqrt{1 + \omega_i^2 t_E^2}},$$

这是一个值得注意的结果：当原子从磁阱中瞬间释放出来时，原子团的密度空间分布没有发生任何变化，这种不变性是非常特别的，它只存在于谐振势阱中。

引入飞行 t_E 后费米子 i 方向上的空间密度分布宽度 $\sigma_i^2 = \frac{1}{M\beta\omega_i^2} [1 + \omega_i^2 t_E^2]$ ，从中

看出在长时间($\omega_i^2 t_E^2 \gg 1$)的自由飞行后, 原子团的纵横比趋向于 1。

我们从飞行展开变换和空间密度分布宽度得到:

$$\omega_i^2 r_i^2 \rightarrow \omega_i^2 \frac{r_i^2}{1 + \omega_i^2 t^2} = \frac{r_i^2}{\sigma_i^2} \frac{1}{M\beta} \quad (4.20)$$

$$e^{-\beta V(\vec{r})} = e^{-\beta \frac{M}{2} (\omega_1^2 x^2 + \omega_2^2 y^2 + \omega_3^2 z^2)} \rightarrow e^{-\sum_i \frac{r_i^2}{2\sigma_i^2}} \quad (4.21)$$

$$n(r) \rightarrow \frac{n(r)}{\prod_i \sqrt{1 + \omega_i^2 t^2}} = \frac{n(r)}{(m\beta)^{3/2} \prod_i \omega_i \sigma_i} \quad (4.22)$$

将(4.21), (4.22)式代入(4.18)式, 则 t_E 时间飞行之后, 原子团密度的空间分为

$$n(r) = -\left(\frac{1}{2\pi\beta^2 \hbar^2 \omega^2}\right)^{3/2} \frac{1}{\sigma_1 \sigma_2 \sigma_3} Li_{3/2}(-e^{\beta\mu} \bullet e^{-\sum_i \frac{r_i^2}{2\sigma_i^2}}) \quad (4.23)$$

投影三维空间分布到二维平面上, 比如 $x-y$ 平面上, 即对上式在 z 方向积分得

$$\begin{aligned} n(x, y) &= \int n(x, y, z) dz \\ &= -\left(\frac{1}{2\pi\beta^2 \hbar^2 \omega^2}\right)^{3/2} \frac{1}{\sigma_1 \sigma_2 \sigma_3} \int Li_{3/2}(-e^{\beta\mu} \bullet e^{-\sum_i \frac{r_i^2}{2\sigma_i^2}}) dz \\ &= -\left(\frac{1}{2\pi\beta^2 \hbar^2 \omega^2}\right)^{3/2} \frac{1}{\sigma_1 \sigma_2 \sigma_3} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{1}{l^{3/2}} (-e^{\beta\mu} e^{-\sum_{i=3} \frac{r_i^2}{2\sigma_i^2}})^l \int_0^{\infty} e^{-l \frac{z^2}{2\sigma_3^2}} dz \\ &= -\left(\frac{1}{2\pi\beta^2 \hbar^2 \omega^2}\right)^{3/2} \frac{1}{\sigma_1 \sigma_2 \sigma_3} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{1}{l^{3/2}} (-e^{\beta\mu} e^{-\sum_{i=3} \frac{r_i^2}{2\sigma_i^2}})^l \frac{\sqrt{2\pi}\sigma_3}{l^{1/2}} \\ &= -\left(\frac{1}{2\pi\beta^2 \hbar^2 \omega^2}\right)^{3/2} \frac{1}{\sigma_1 \sigma_2 \sigma_3} \times \sqrt{2\pi}\sigma_3 Li_2(-e^{\beta\mu} \bullet e^{-\sum_{i=3} \frac{x_i^2}{2\sigma_i^2}}) \\ &= -\left(\frac{1}{2\pi\beta^2 \hbar^2 \omega^2}\right)^{3/2} \frac{1}{\sigma_1 \sigma_2} \times \sqrt{2\pi} Li_2(-e^{\beta\mu} \bullet e^{-\sum_{i=3} \frac{x_i^2}{2\sigma_i^2}}) \end{aligned} \quad (4.24)$$

4.7.2.2 量子简并气体 ^{40}K 实验参数的获得

采用近共振光作为探测光穿过稀薄原子云吸收成像, 光强满足这样的关系

$\frac{dI}{dz} = -\hbar\omega Rn = -\sigma nI$, 其中 R 为原子的散射率, σ 为原子的吸收截面。

$$I(x, y) = I_0(x, y) \exp[-\sigma \int n(x, y, z) dz]$$

$$\begin{aligned} OD(x, y) &= -\ln\left[\frac{I(x, y)}{I_0(x, y)}\right] \\ &= \sigma \int n(x, y, z) dz = \sigma n(x, y) \end{aligned} \quad (4.25)$$

$$\text{令} \quad -\left(\frac{1}{2\pi\beta^2\hbar^2\varpi^2}\right)^{3/2} \frac{1}{\sigma_1\sigma_2} \sqrt{2\pi} Li_2[-Exp[\ln(\xi)]] \cdot \sigma = A \quad (4.26)$$

则 t_E 时间飞行之后, (4.25)式对应的吸收成像的光学厚度分布为

$$OD(x, y) = A \cdot \frac{Li_2[-Exp[\ln(\xi) - \sum_{i=1,2} \frac{r_i^2}{2\sigma_i^2}]]}{Li_2[-Exp(\ln(\xi))]} \quad (4.27)$$

利用(4.27)式拟合 CCD 成像得到的实验数据, 得到参数 A , σ_1 , σ_2 , ξ 。利用这些参数, 我们就可以得到费米粒子数, x, y 方向上的温度 T_1 、 T_2 , 费米温度, 和三个费米简并参数。

简并区域的费米子数

$$\text{由(4.25)式得} \quad N = \frac{B}{\sigma}; \quad B = \int OD \cdot dx dy = A \cdot 2\pi\sigma_1\sigma_2 \cdot \frac{Li_3[-Exp[\ln(\xi)]]}{Li_2[-Exp(\ln(\xi))]} \quad (4.28)$$

对于 ⁴⁰K, 当探测光为圆偏振光时, 二能级原子的共振吸收截面为 $\sigma_{0,\sigma^\pm} = \frac{3\lambda^2}{2\pi}$;

线偏振光时, 共振吸收截面为 $\sigma_{0,linear} = \frac{2}{5}\sigma_{0,\sigma^\pm}$; 对于探测光任意的失谐 Δ 和光强, 吸收截面满足

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + \frac{I}{I_{sat}} + \left(\frac{\Delta}{\Gamma/2}\right)^2} \quad (4.29)$$

其中 I_{sat} 为饱和光强, Γ 为激发态原子的衰减率。

得到费米子数后, 就可以得到对应的费米温度

$$T_F = \frac{\hbar\varpi}{K_B} (6N)^{1/3} \quad (4.30)$$

飞行 t_E 时间后费米子在 i 方向上的空间密度分布宽度

由 $\sigma_i^2 = \frac{1}{M\beta\omega_i^2} [1 + (\omega_i^2 t_E^2)]$, 得到

$$\beta^{-1} = \frac{\sigma_i^2 M \omega_i^2}{[1 + (\omega_i^2 t_E^2)^2]} = \left(\frac{1}{K_B T_i} \right)^{-1} \quad (4.31)$$

$$T_i \text{ 就可以表示为 } T_i = \sigma_i^2 \omega_i^2 \frac{M}{K_B} \frac{1}{1 + (\omega_i^2 t_E^2)^2} \quad (4.32)$$

费米简并参数

我们得到了费米子在 i 方向上的温度, 就可以得到简并参数 T_i/T_F , 它们与由 ξ 得到的理想费米气体的简并参数在理论上是一致的, 但是实验中无法得到完全相同, 归因于拟合得到原子数目的误差^[146]。

图 4.17a 是费米简并气体 ^{40}K 在飞行 12ms 下的吸收成像, 我们从中可以得到二维的原子光学厚度分布, 采用上述的拟合方法得到参数 A , σ_1 , σ_2 , ξ 。代入 (4.28) 式中, 得到 ^{40}K 达到量子简并时的粒子数为 7.59×10^5 ; 把原子数带入(4.30)式得到系统的费米温度为 $T_F=961$ nK, 根据(4.32)式得到的原子的水平方向和竖直方向的温度, 可以得到系统的简并参数为 $T_v/T_F=0.50$ 和 $T_h/T_F=0.48$ 。第三个简并参数是由(4.17)式得到, 为 $T/T_F=0.28$ ^[147,148]。

从得到的参数可以看出, 水平方向和竖直方向的温度得到的简并参数重合的很好, 而由 ξ 得到的简并参数较小。这是由于拟合得到的原子数的不确定度造成; 也可能是因为 ^{40}K 激发态能级具有相对小的超精细分裂, 导致原子很快地跃迁到了基态的超精细暗态上使得原子损失造成。

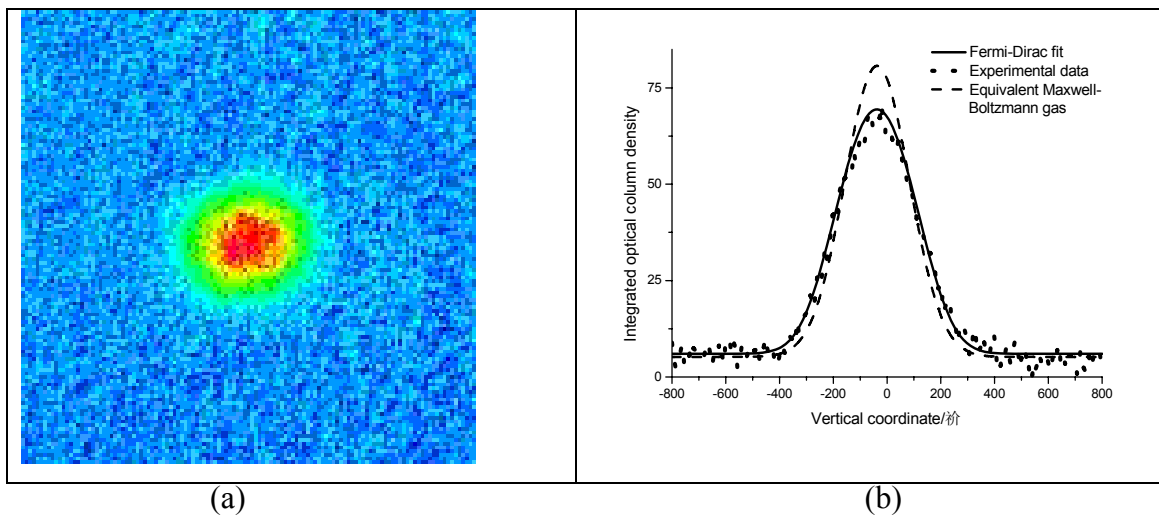


图 4.17 (a) ^{40}K 原子在得到费米简并时, 飞行 12ms 时的吸收成像。简并参数 $T/T_F=0.5$ (b) 简并费米气体的温度测定

图 4.17b 表示 ^{40}K 原子在达到量子简并时，所得到的一维轴向积分光学厚度分布。其中点线为吸收成像的积分密度分布，实线为使用费米—狄拉克分布对实验数据拟合，虚线为具有相同温度和相同粒子数的经典气体的一维积分光学厚度分布。由于泡利不相容原理导致的费米压的影响，达到量子简并时的费米气体相比服从麦克斯韦玻尔兹曼分布的经典气体空间上要大得多，如图中所示。这个影响成为了判断费米气体达到量子简并的一个明显的实验判据。

第五章 一维光晶格中 BEC 的 Kapitza-Dirac 散射及物质波的 Talbot 效应

自从 1995 年实现 BEC^[149,150]以来, 多体量子物理现象引起了人们极大的兴趣。而从磁阱到周期性势阱光学晶格^[151]为人们的研究又开拓了一个新的领域。光学晶格使得很多强关联现象得以观察, 而且为量子信息的处理提供了一个很好的平台。到目前为止, Bragg 散射^[152,153], 量子相变, Mott 态到绝缘态相变的转变^[154,155]以及光学晶格中 BEC 的超流性质^[156,157]等都是人们研究的热点。

在我们的实验中, 将 ⁸⁷Rb 原子的 BEC 非绝热地装载到一维的光学晶格中, 通过 Kapitza-Dirac 散射测量了一维光学晶格势阱的深度, 而且将一维光晶格形成的脉冲相位光栅应用于 ⁸⁷Rb 原子的 BEC, 观测到了物质波的 Talbot 效应。

5.1 一维光晶格势阱深度的测量

原子态的相干操控是原子光学的一个主要目标, 而驻波场 (光学晶格) 是实现这个目标的一个主要手段。根据作用参数 (光强, 失谐, 相互作用时间等) 的不同, 光场与原子的相互作用可以分为不同的区域。当相互作用的时间 $\tau \gg \pi/4\omega_{rec}$ (ω_{rec} 是反冲光子的频率, $\hbar\omega_{rec} = E_{rec} = (\hbar k_L)^2/2m$) 时, 散射处于 Bragg 区域, 而当 $\tau \ll \pi/4\omega_{rec}$ 时, 散射被称作 Kapitza-Dirac 散射^[158,159]。可见, 在 Kapitza-Dirac 散射区域, 相互作用的时间很短, 在数学上, 人们通常通过忽略粒子的动量项 (Raman-Nath 近似) 来满足这个前提条件, 由于作用时间很短, Kapitza-Dirac 散射等效于给物质波施加了一个周期性的相位调制, 而对它的幅度没有影响。

5.1.1 实验装置

一维光晶格的光路设置如图 5.1 所示。一维光晶格通过一束光往返对射形成。实验中用于一维光晶格实验的光源由 Toptics 公司生产的 TA100 提供, TA100 输出的光经过 PBS1 分出一小部分用于监视模式, 其余的光通过一根单模保偏光纤进行滤波, 然后通过 AOM 衍射用来实现光晶格光束的开关, AOM 的-1 级光用作光晶格的光束,

光晶格光束的功率为 8.5mW，频率相对于 ⁸⁷Rb 原子 D2 线红失谐 81GHZ，通过移动透镜位置将光晶格束腰放在 QUIC 磁阱中心，光斑半径约为 36um。光晶格光束的方向和 Ioffe 线圈轴向方向一致。

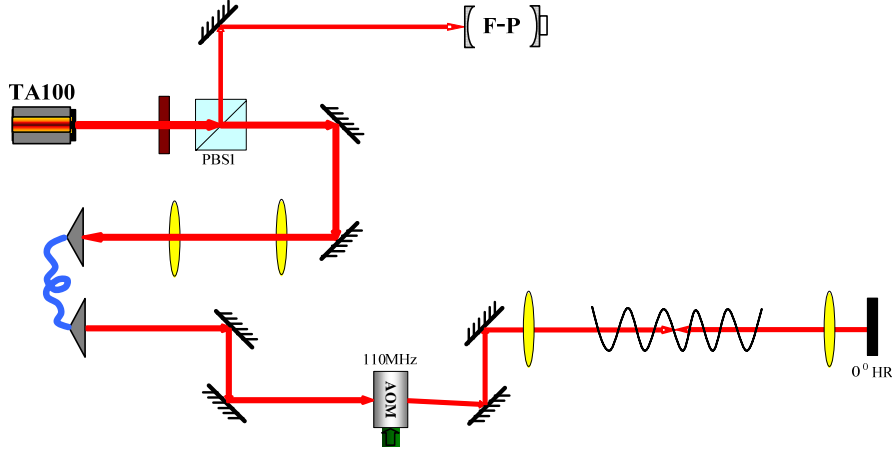


图 5.1 一维光晶格光路图

5.1.2 理论分析

两束光对射可以形成一个一维的驻波场，驻波场的势阱为

$$V(x) = V_0(1 + \cos(2K_L x)) \quad (5.1)$$

这里 $2V_0$ 是势阱的深度， K_L 是形成光晶格光束的波数。假设初始的原子波函数为 $|\psi_0(t=0)\rangle$ ，当将 BEC 突然装载到一维的光晶格中（即将光晶格光束打开很短的时间 Δt ），经过 Δt 的脉冲相互作用后，波函数变为^[157]

$$\begin{aligned} \psi(x, t) &= \psi_0 \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \int_0^{\Delta t} dt V(x, t)\right) \\ &= \psi_0 \exp\left(-i \frac{V_0 \Delta t}{\hbar}\right) \exp\left(-i \frac{V_0 \Delta t}{\hbar} \cos 2K_L x\right) \\ &= \psi_0 \exp\left(-i \frac{V_0 \Delta t}{\hbar}\right) \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-i)^n J_n\left(\frac{V_0 \Delta t}{\hbar}\right) \exp(i2nK_L x) \end{aligned} \quad (5.2)$$

其中 J_n 是 n 阶贝塞尔函数。从 5.2 式中可以明显看出，当我们将 BEC 突然装载在静止的光晶格中时，原子会分布在各个动量态 $2n\hbar K_L$ 上，且在动量态 $2n\hbar K_L$ 上的分布几率为

$$P_n = J_n^2\left(\frac{V_0 \Delta t}{\hbar}\right) \quad (5.3)$$

由于 $J_0(2.4048) = 0$ ，所以当 $\Delta t = \frac{2.4048\hbar}{V_0}$ 时， $P_n = 0$ ，原子分布在 $n = 0$ 的动量态上的几率为零。在实验中就可以通过将 BEC 装载到光晶格中，并且改变光晶格和 BEC 的脉冲作用时间 Δt ，来获得时间 Δt_0 ，进而获得一维光晶格势阱的深度

$$2V_0 = \frac{2 \times 2.4048\hbar}{\Delta t_0} \quad (5.4)$$

5.1.3 实验结果

在实验中我们先将 ^{87}Rb 原子冷却到 BEC，然后将 BEC 突然装载到一维光晶格中，经过相互作用时间 Δt ，将磁阱和光晶格同时关掉，使原子自由飞行 14ms，然后进行成像。实验时序如图 5.2 所示。在实验中通过改变相互作用的时间 Δt 来测量 BEC

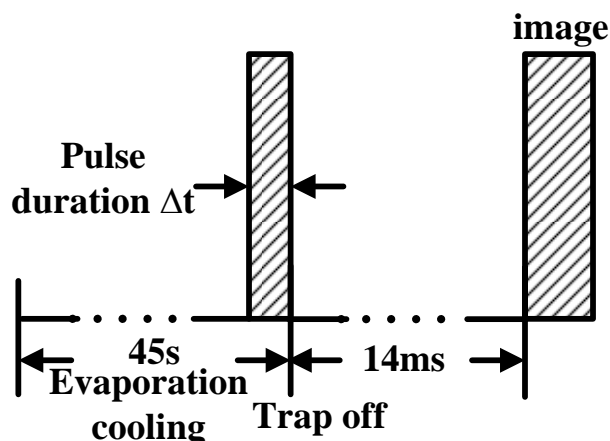


图 5.2 Kapitza-Dirac 散射实验时序

在一维光晶格中的时间演化。图 5.3a 是 Δt 取不同值时实验中测得的吸收成像，可以发现 $n = 0$ 的动量态上的原子分布几率在 $\Delta t = 3\mu\text{s}$ 时几率为 0，图 5.3b 是根据吸收成像测得的 $n = 0$ 的动量态上的原子分布几率随时间的演化，红点是实验数据，蓝线是使用 $J_0^2(at)$ 对实验数据的拟合，当 $a = 0.8$ 时，对实验数据拟合得最好，和实验测得的 $\Delta t = 3\mu\text{s}$ 很吻合。这样就可以根据 5.4 式测得一维光晶格势阱的深度，当 $\Delta t = 3\mu\text{s}$ 时，相对应的势阱深度为 $67.7E_{rec}$ 。

事实上势阱的深度也可以通过下面这个式子获得

$$2V_0 = \alpha I / (2c\epsilon_0) \quad (5.5)$$

其中 α 是原子的极化率， I 是光强。但在实验中，实际的光强很难直接测得，因为它和 Science cell 里的光晶格光束的实际光功率，光束的实际的腰斑半径，以及光束的调节，都有关系，所以在实验中进行势阱深度的测量是很有必要。而且这个方法也可以用于光晶格光束相对 BEC 位置的调节，当两束光对射形成光晶格时，在同样的光功率下，光晶格和 BEC 重合得越好，在实验中测得的 Δt_0 越小。

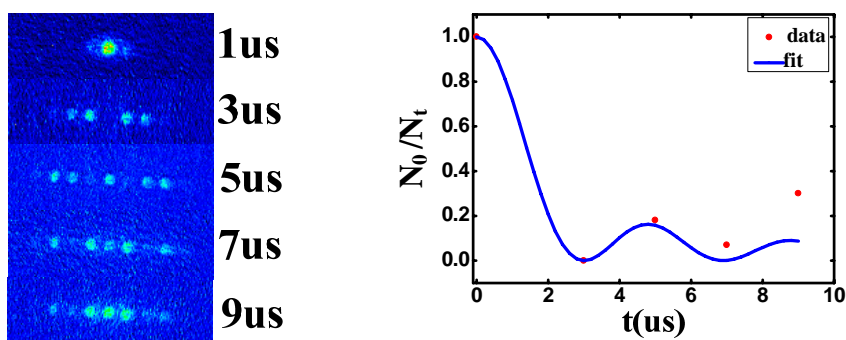


图 5.3 (a) BEC 在一维光晶格中时间演化的吸收成像 (b) $n=0$ 动量态上原子分布几率随时间的演化，红点是实验数据，蓝线是使用 $J_0^2(at)$ 对实验数据的拟合， $a = 0.8$

5.2 BEC 物质波的 Talbot 效应

Talbot 效应首先是在光学中被研究，它是指一束准单色光照在一个具有周期的物体上，比如，衍射光栅，当记录平面和周期性物体之间的距离为 Talbot 长度 $L_T = 2d^2 / \lambda$ (d 是物体的周期， λ 是光的波长) 的整数倍时，可以在记录平面上看到周期性物体的完美成像。这种效应在 1836 年由 H.F.Talbot 首先报道^[160]，并以他的名字命名，后来被广泛研究^[161]。在原子物理中，首次进行 Talbot 效应的实验是在 1995 年^[162]，在这个实验中，光波被物质波所取代，物质波的波前在 Talbot 距离的整数倍重构。1999 年 Phillips 小组在钠原子的 BEC 中实现了时间的物质波的 Talbot 效应^[163]，他们将一个用驻波产生的脉冲光栅(处于 Kapitza-Dirac 散射区域)加到钠原子的 BEC 上，并且经过 Talbot 时间 $T_T = L_T / v$ (v 为原子的速度) 后，通过另外一个脉冲光栅观察到了 Talbot 效应。

5.2.1 理论分析

在实验中，一维驻波场形成的位相光栅周期为

$$d = \lambda_L / 2 \quad (5.6)$$

$$\lambda_L = 2\pi/k \quad (5.7)$$

其中 λ_L 是形成驻波场的光束的波长，根据色散关系

$$E_n = (\hbar k)^2 / 2m = (2n\hbar k)^2 / 2m = 4n^2 E_{rec} \quad (5.8)$$

则 Talbot 时间为

$$T_T = L_T / v = 2d^2 / \lambda_L v = 2\pi\hbar / (4E_{rec}) \quad (5.9)$$

对于铷原子来说， $E_{rec}/\hbar = 2\pi \times 3.7709 \text{kHz}$ ，所以根据式 (5.9) 可以得到 $T_T \doteq 66 \mu\text{s}$ 。

由于 BEC 中原子的速度分布很小，而且由于与驻波场作用的时间很短，所以相互作用处于 Kapitza-Dirac 散射区域。当原子被装载到一维驻波场中，且相互作用 300ns 完成后，根据式子 5.2 可以将原子的波函数写为

$$\psi(x, t = 0^+) = \psi(x, t = 0^-) \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n(t = 0^+) \exp(i2nk_L x) \quad (5.10)$$

其中 $\psi(x, t = 0^-)$ 是相互作用前的波函数， $\psi(x, t = 0^+)$ 是相互作用后的波函数，且

$$A_n(t = 0^+) = \exp\left(-i\frac{V_0\Delta t}{\hbar}\right) (-i)^n J_n\left(\frac{V_0\Delta t}{\hbar}\right), \quad \Delta t \text{ 是相互作用时间。经过相互作用后，分}$$

布在各个动量态上的原子获得了能量 E_n ，并且随着 $\exp(-iE_n t/\hbar)$ 发生相位演化，其中

$E_n = (2n\hbar k)^2 / 2m = 2\pi n^2 \hbar / T_T$ 。则 $t > 0$ 时的波函数可以表达为

$$\psi(x, t) = \psi(x, t = 0^-) \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n(t = 0^+) \exp(i2nk_L x) \exp(-i2\pi n^2 t / T_T) \quad (5.11)$$

可以看出波函数的波前可以在时间 $t = lT_T$ 时重构（ l 是正整数），即，

$$\psi(x, t = lT_T) = \psi(x, t = 0^+)。$$

5.2.2 实验结果

在实验中，将 ^{87}Rb 原子的 BEC 装载到一维的驻波场中 300ns，然后经过 T 时间

演化后，再通过一维的驻波场作为记录平面来观察物质波波前，然后将磁场关断自由飞行 14ms，进行吸收成像。实验中的时序如图 5.4 所示。实验中为了测得经过相位衍射光栅（一维驻波场）后波函数的时间演化，实验中在不同的时间间隔 T 进行实验并成像，图 5.5 是在不同时间间隔下的吸收成像。在图中可以看出，图像关于 $T = 33\mu\text{s}$ 是对称的，并且 $T = 66\mu\text{s}$ 时的图像和 $T = 1\mu\text{s}$ 时的图像相同，说明物质波波前

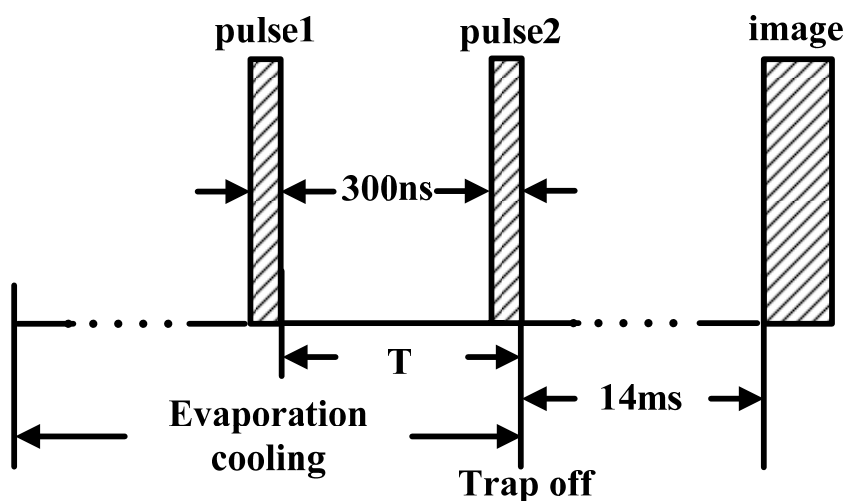


图 5.4 物质波 Talbot 效应的实验时序

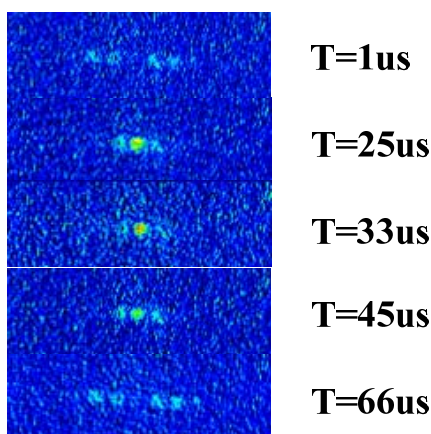


图 5.5 实验中不同时间间隔 T 下的吸收成像

在经过 Talbot 时间演化后重构。在图 5.5 中还可以看出，在经过 $33\mu\text{s}$ 时间演化后，所有的衍射消失，根据式子 5.11，可以解释这个现象。当 $T = T_T/2$ 时，波函数可以写成

$$\begin{aligned}
\psi(x, T_T/2) &= \psi_0 \exp\left(-i \frac{V_0 \Delta t}{\hbar}\right) \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-i)^n J_n\left(\frac{V_0 \Delta t}{\hbar}\right) \exp(i 2n k_L x) \exp(-i \pi n^2) \\
&= \psi_0 \exp\left(-i \frac{V_0 \Delta t}{\hbar}\right) \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^n J_n\left(\frac{V_0 \Delta t}{\hbar}\right) \exp(i 2n k_L x) \\
&= \psi_0 \exp\left(-i \frac{V_0 \Delta t}{\hbar}\right) \exp\left(i \frac{V_0 \Delta t}{\hbar} \cos(2K_L x)\right) \\
&= \psi_0 \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \int_0^{\Delta t} dt V_0 (1 - \cos(2k_L x))\right)
\end{aligned} \tag{5.12}$$

可以看到 $T = T_T/2$ 时的波函数，正如一个具有势阱 $V(x) = V_0(1 - \cos(2K_L x))$ 的一维驻波场作用于初始波函数的结果，因此在 $T = T_T/2$ 时的第二个脉冲相位光栅将第一个脉冲光栅导致的相位分布抵消，导致相位分布归一化，因此衍射在图像中消失。

可以看到，正是脉冲位相光栅对原子能量的改变，物质波的色散关系，以及不同能量态随时间的演化导致了时间的 Talbot 效应的产生。

5.3 三维光晶格的实验进展

在我们的实验中，下一步准备开展三维光学晶格中的一些实验，目前已经完成了一部分工作，在这一节中做一下简单的介绍。

光晶格操控原子主要是通过光和原子之间的偶极相互作用来实现的，二能级原子感受到的偶极力阱和散射率分别为^[164],

$$U(\vec{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega_L} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega_L} \right) I(\vec{r}) \tag{5.13}$$

$$\Gamma_{sc}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^3 \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega_L} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega_L} \right)^2 I(\vec{r}) \tag{5.14}$$

在大多数实验中，光的频率相对于原子的跃迁频率，满足 $\Delta \ll \omega_0$ ($\Delta = \omega_L - \omega_0$)，且 $\omega_L/\omega_0 \approx 1$ ，因此偶极力阱和散射率可以表达为

$$U(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\Delta} I(\vec{r}) \tag{5.15}$$

$$\Gamma_{sc}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\Delta} \right)^2 I(\vec{r}) \tag{5.16}$$

从5.15式和5.16式可以看出，偶极力阱的深度是和光强成正比和失谐成反比的，而原

子的散射率是和光强成正比和失谐的平方成反比的，也就是说随着失谐的减小，散射率比势阱深度增加的要快，为了尽可能地抑制非弹性碰撞，光晶格激光频率相对跃迁频率失谐要大，所以在实验上人们通常选择远红失谐高功率的光源作为三维光晶格的光源。在我们的实验中，选择了一个15w 1064nm的单频全固态激光器 MEPHISTO MOPA (Innovative Laser und Systemtechnik GmbH) 作为光源，线宽为 100kHz。

三维光晶格的光路设置如图 5.6 所示。光源输出的光经过一对透镜准直以后过隔离器，在我们实验中三维光晶格采用三束光往返对射形成，所以用波片和分光棱镜

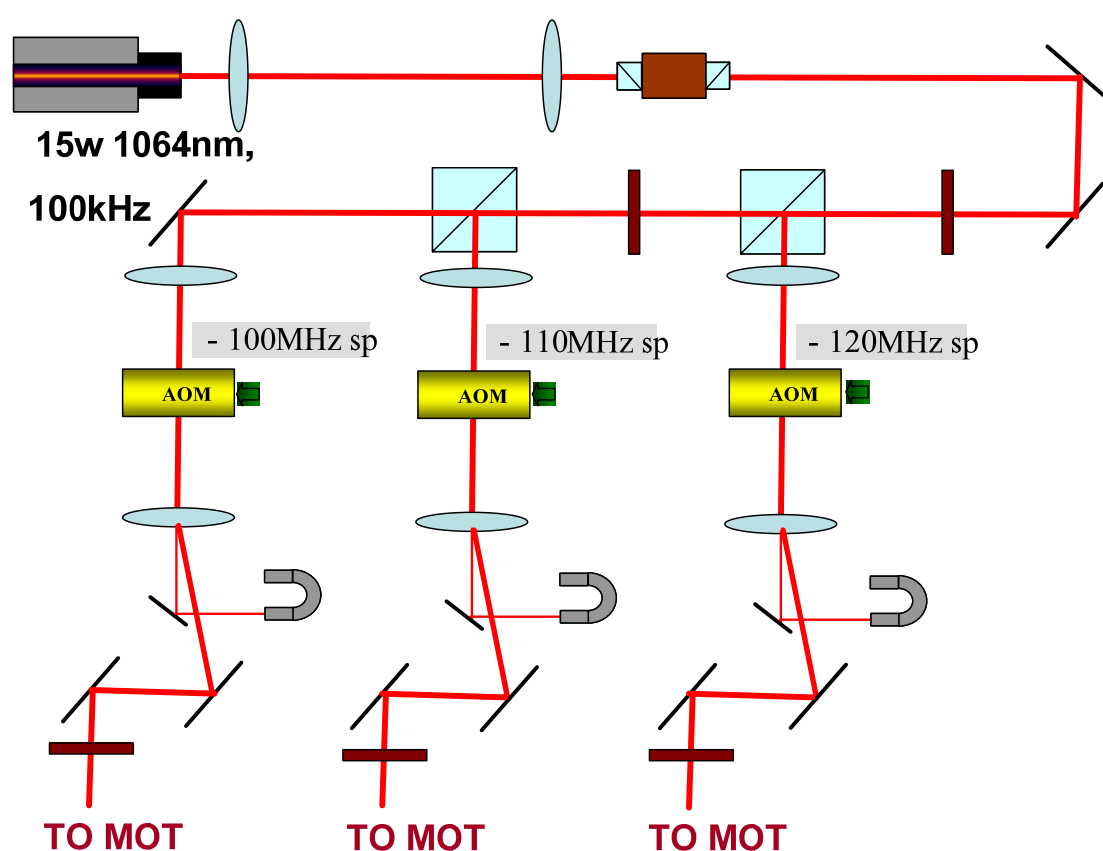


图 5.6 三维光晶格的光路设置

将光分成三束，为了避免三束光发生干涉，分别经过三个 AOM，他们的驱动频率彼此之间相差 10MHz，当然在以后的实验中我们还可以通过反馈控制 AOM 驱动信号的幅度来实现光晶格光束的强度稳定性，单次穿过 AOM 之后进入二级磁光阱。AOM 单次穿过的效率约 80%，在进入二级磁光阱之前用三个波片来设置三束光的偏振，使他们互相垂直。

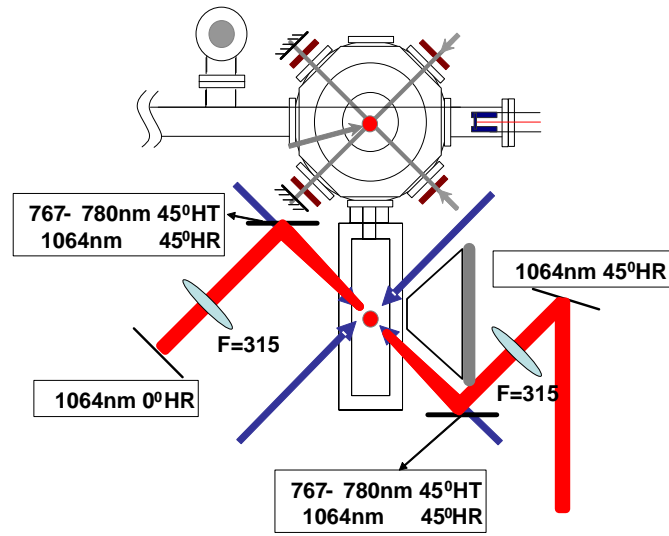


图 5.7 三维光晶格的光路设置

上图 5.7 是两级磁光阱的光路设置图，上边是第一级磁光阱，下边是第二级磁光阱。图中红色的线是光晶格光束，蓝色的线是 MOT2 的冷却光，我们通过在冷却光光路中插入 767-780nm 45° HT, 1064nm 45° HR 直径为 45mm 的平面镜将 MOT2 冷却光和光晶格光束重合，在 1064nm 光路中，我们采用 F=315mm 的平凸透镜将光晶格光束聚焦到 Cell 中心，腰斑半径为 60 μ m 左右，然后对称地使用 F=315mm 的透镜将其准直，经过零度高反，原路返回。其余的两维也采用这样的设置。

全文总结与展望

我们的研究工作是要在 $^{40}\text{K}-^{87}\text{Rb}$ 原子系统中实现 ^{40}K 原子的量子简并费米气体 (DFG) 和 ^{87}Rb 原子的玻色爱因斯坦凝聚体 (BEC), 然后在此基础上以 Feshbach 共振技术和光学晶格技术为手段, 开展高温超导、超流、以及 BEC-BCS 强相互作用区域内物理现象的研究。本文是整个工作中比较重要的部分, 实现了 ^{87}Rb 原子的玻色爱因斯坦凝聚和 ^{40}K 原子的费米量子简并。这也是国内首次完成的费米量子简并的实验。

本文对实现 $^{87}\text{Rb}-^{40}\text{K}$ 玻色费米混和气体量子简并的实验做了系统总结, 主要内容包括以下几个部分:

第一章, 介绍了玻色爱因斯坦凝聚和费米简并气体的基本概念, $^{87}\text{Rb}-^{40}\text{K}$ 玻色费米混和气体实验的研究背景, 以及目前冷原子实验的基本进展情况, 着重介绍了 Feshbach 共振和光学晶格的基本概念和实验方面的进展。

第二章, 讲述简并量子气体的基本理论, 包括玻色爱因斯坦凝聚与简并费米气体理论。对实现简并量子气体的实验技术进行简单的理论讲述。

第三章, 讲述实现 ^{40}K 和 ^{87}Rb 量子简并气体实验系统的实验装置。包括激光冷却和俘获两种原子的激光器系统, 以及再此基础上对原有激光器系统的改进, 介绍了为了实现简并费米气体所建立的各种光路系统 (探测光, 抽运光, 再抽运等), 以及实验中所需的吸收成像探测系统, 简单介绍了一下真空系统, 钾源, 以及磁阱, 并对实验中为了实现计算机控制所自制的电路进行了描述。

第四章, 讲述实现 ^{40}K 原子 DFG 和 ^{87}Rb 原子 BEC 的实验过程以及一些实验参数, 并对获得的结果进行了理论分析。

第五章, 讲述将 ^{87}Rb 原子的 BEC 非绝热地装载到一维的光学晶格中, 通过 Kapitza-Dirac 散射测量一维光学晶格势阱的深度, 而且将一维光晶格形成的脉冲相位光栅应用于 ^{87}Rb 原子的 BEC, 观测到了物质波的 Talbot 效应, 以及对目前已经完成的工作做一下简单的介绍。

本文主要研究工作以及创新点有下面几个方面:

- 1, 对原有的激光冷却和俘获两种原子的激光器系统进行了改进: 对 TA1 和 TA2 的光束注入进行改进, 避免了在放大器中由于两个模式之间的竞争造成的 ^{87}Rb 原子和 ^{40}K 原子冷却光功率输出的不稳定, 而且提高了光束的利用率; 在实验中我们将

两级 MOT 由光纤滤波改为使用 pinhole 进行滤波，提高了用于冷却原子的光功率，且不存在保偏问题；采用脉冲光推送的方式，提高了从 MOT1 到 MOT2 原子的传输效率；搭建了实现简并费米气体所需要的各种光路系统包括探测光，抽运光，再抽运光等，建立了实验中所需的吸收成像探测系统。

2, 设计并且制作了实验系统中的所需的各类电路，主要包括信号隔离电路，机械开关驱动电路，电流源电源开关电路，电流开关电路等，通过这些电路实现了对光场和磁场的计算机控制，从而保证了实现量子简并气体所需的精确时序控制的实现。

3, 实现了 ^{87}Rb 原子的 BEC 并且在国内首次实现了费米量子简并 ^{40}K 。在 MOT2 中重新俘获 ^{40}K 原子和 ^{87}Rb 原子，通过压缩磁光阱，偏振梯度冷却，光抽运阶段之后，将两种原子装载到四级阱中，然后将原子转移到 QUIC 阱中进行蒸发冷却得到了 ^{40}K 原子的 DFG 和 ^{87}Rb 原子的 BEC。在实验中理论分析了 BEC 和 DFG 的空间密度分布并对实验结果进行了拟合，得到了 BEC 凝聚体的相变温度为 500nK，凝聚体的原子数目为 10^5 ， ^{40}K 原子达到量子简并时的粒子数为 7.59×10^5 ，系统的费米温度为 $T_F=961 \text{ nK}$ ，且 $T/T_F=0.28$ 。

4, 将 ^{87}Rb 原子的 BEC 非绝热地装载到一维的光学晶格中，通过 Kapitza-Dirac 散射测量了一维光学晶格势阱的深度，而且将一维光晶格形成的脉冲相位光栅应用于 ^{87}Rb 原子的 BEC，观测到了物质波的 Talbot 效应。为下一步三维光晶格的实验奠定了一定的基础和积累了一定的经验。

总之，简并费米气体的实现标志着实验有了一个阶段性的成果，接着我们将进行以下的研究工作。

- 通过磁调制 Feshbach 共振技术，开展超冷分子与分子 BEC，费米子对的凝聚，以及 BEC-BCS crossover 强相互作用的研究。
- 以光学晶格为手段，将 DFG 装载到光晶格中，研究 DFG 在周期势场中表现出来的性质。

参考文献

- [1] S. Chu, L. Hollberg, J. Bjorkholm, A. Cable, and A. Ashkin. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 48 (1985)
- [2] D. SESCO, C. Fan, and C. Wieman. Production of a cold atomic vapor using diode-laser cooling. *J. Opt. Soc. Am. B*, **5**, 1225 (1988)
- [3] Paul D. Lett, Richard N. Watts, Christoph I. Westbrook, and William D. Phillips, Phillip L. Gould, and Harold J. Metcalf. Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit. *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 169 (1988)
- [4] H. J. Metcalf, P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping*. Springer 1999
- [5] E. L. Raab, M. Prentiss, Alex Cable, Steven Chu, and D. E. Pritchard. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 2631 (1987)
- [6] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, and C. Wieman. Very cold trapped atoms in a vapor cell. *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1571 (1990)
- [7] S. Bize, P. Laurent, M. Abgrall, H. Marion, I. Maksimovic, L. Cacciapuoti, J. Grünert, C. Vian, F. Pereira dos Santos, P. Rosenbusch, P. Lemonde, G. Santarelli, P. Wolf, A. Clairon, A. Luiten, M. Tobar, and C. Salomon. Cold atom clocks and applications. *J. Phys. B* **38**, S449 (2005)
- [8] L. Hollberg, C. Oates, G. Wilpers, C. Hoyt, Z. Barber, S. Diddams, W. Oskay, and J. Bergquist. Optical frequency/wavelength references. *J. Phys. B* **38**, S469 (2005)
- [9] W. Ketterle and N. J. van Druten. Evaporative cooling of trapped atoms. *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **96**, 181 (1997)
- [10] M.H.Anderson, J.R.Ensher, M.R.Matthews, et al. Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor. *Science*, **269**, 198 (1995)
- [11] C.C. Bradley, C.A. Sackett, J.J. Tollet, et al. Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions. *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 1687 (1995)
- [12] K.B. Davis, M.-O. Mewes, M.R. Andrews, et al. Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms. *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 3969, (1995)
- [13] B. DeMarco and D. S. Jin. Onset of Fermi Degeneracy in a Trapped Atomic Gas.

Science, **285**, 1703 (1999)

[14] 浦晗. Fundamentals of Quantum Gases. 冷原子物理与精密测量暑期研讨班 武汉, July 8th, 2008

[15] W. Ketterle, D. S. Durfee, and D. M. Stamper-Kurn. Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates. In Proceedings of the International School of Physics - Enrico Fermi, edited by M. Inguscio, S. Stringari, and C. E. Wieman, volume 67, 1999

[16] E. A. Cornell and C. E. Wieman. Nobel Lecture: Bose-Einstein condensation in a dilute gas, the first 70 years and some recent experiments. Rev. Mod. Phys., **74**, 875 (2002)

[17] W. Ketterle. Nobel lecture: When atoms behave as waves: Bose-Einstein condensation and the atom laser. Rev. Mod. Phys., **74**, 1131 (2002)

[18] D. G. Fried, T. C. Killian, L. Willmann, D. Landuis, S. C. Moss, D. Kleppner, and T. J. Greytak. Bose-Einstein Condensation of Atomic Hydrogen. Phys. Rev. Lett., **81**, 3811 (1998).

[19] Y. Takasu, K. Maki, K. Komori, T. Takano, K. Honda, M. Kumakura, T. Yabuzaki, and Y. Takahashi. Spin-Singlet Bose-Einstein Condensation of Two-Electron Atoms, Phys. Rev. Lett., **91**, 040404 (2003)

[20] A. Griesmaier, J. Werner, S. Hensler, J. Stuhler, and T. Pfau, Bose-Einstein Condensation of Chromium, Phys. Rev. Lett., **94**, 160401 (2005)

[21] A. Robert, O. Sirjean, A. Browaeys, J. Poupard, S. Nowak, D. Boiron, C. I. Westbrook, and A. Aspect. A Bose-Einstein Condensate of Metastable Atoms. Science, **292**, 461 (2001)

[22] M. W. Zwierlein, C. A. Stan, C. H. Schunck, S. M. F. Raupach, S. Gupta, Z. Hadzibabic, and W. Ketterle. Observation of Bose-Einstein Condensation of Molecules. Phys. Rev. Lett., **91**, 250401 (2003)

[23] S. Jochim, M. Bartenstein, A. Altmeyer, G. Hendl, S. Riedl, C. Chin, J. Hecker Denschlag, and R. Grimm. Bose-Einstein Condensation of Molecules. Science, **302**, 2101 (2003).

[24] M. Greiner, C. A. Regal, and D. S. Jin. Emergence of a molecular Bose-Einstein condensate from a Fermi gas. Nature, **426**, 537 (2003)

- [25] A. G. Truscott, K. E. Strecker, W. I. McAlexander, G. B. Partridge, and R. G. Hulet. Observation of Fermi Pressure in a Gas of Trapped Atoms. *Science*, **291**, 2570 (2001)
- [26] F. Schreck, L. Khaykovich, K. L. Corwin, G. Ferrari, T. Bourdel, J. Cubizolles, and C. Salomon. Quasipure Bose-Einstein Condensate Immersed in a Fermi Sea. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 080403 (2001)
- [27] S. R. Granade, M. E. Gehm, K. M. O'Hara, and J. E. Thomas. All-Optical Production of a Degenerate Fermi Gas. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 120405 (2002)
- [28] Z. Hadzibabic, C. A. Stan, K. Dieckmann, S. Gupta, M. W. Zwierlein, A. Görlitz, and W. Ketterle. Two species mixture of quantum degenerate Bose and Fermi gases. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 160401 (2002).
- [29] M. E. Gehm, S. L. Hemmer, S. R. Granade, K. M. O'Hara, and J. E. Thomas. Mechanical stability of a strongly interacting Fermi gas of atoms. *Phys. Rev. A*, **68**, 011401(R) (2003)
- [30] K. E. Strecker, G. B. Partridge, and R. G. Hulet. Conversion of an atomic Fermi gas to a long-lived molecular Bose gas. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 080406 (2003).
- [31] Z. Hadzibabic, S. Gupta, C. A. Stan, C. H. Schunck, M. W. Zwierlein, K. Dieckmann, and W. Ketterle. Fiftyfold Improvement in the Number of Quantum Degenerate Fermionic Atoms. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 160401 (2003)
- [32] J. Cubizolles, T. Bourdel, S. Kokkelmans, G. Shlyapnikov, and C. Salomon. Production of Long-Lived Ultracold Li₂ Molecules from a Fermi Gas. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 240401 (2003)
- [33] C. Silber, S. Gunther, C. Marzok, B. Deh, P. W. Courteille and C. Zimmermann. Quantum-Degenerate Mixture of Fermionic Lithium and Bosonic Rubidium Gases. *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 170408 (2005)
- [34] G. Roati, F. Riboli, G. Modugno, and M. Inguscio. Fermi-Bose quantum degenerate 40K - 87Rb mixture with attractive interaction. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 150403 (2002)
- [35] C. A. Regal, C. Tickner, J. L. Bohn, and D. S. Jin. Creation of ultracold molecules from a Fermi gas of atoms. *Nature*, **424**, 47 (2003)
- [36] M. Kohl, H. Moritz, T. Stoferle, K. Gunter and T. Esslinger. Fermionic Atoms in a Three Dimensional Optical Lattice: Observing Fermi Surfaces, Dynamics, and Interactions. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 080403 (2005)

- [37] C. Ospelkaus, S. Ospelkaus, K. Sengstock and K. Bongs. Interaction-Driven Dynamics of 40K-87Rb Fermion-Boson Gas Mixtures in the Large-Particle-Number Limit. *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 020401 (2006)
- [38] S. Aubin, S. Myrskog, M. H. T. Extavour, L. J. Leblanc, D. McKay, A. Stummer and J. H. Thywissen, Trapping fermionic 40K and bosonic 87Rb on a chip. *Nature Phys.*, **2**, 384 (2006)
- [39] J. M. McNamara, T. Jelten, A. S. Tychkov, W. Hogervorst and W. Vassen. Metastable helium Bose-Einstein condensate with a large number of atoms. *Phys. Rev. A.*, **73**, 031603(R) (2006)
- [40] Takeshi Fukuhara, Yosuke Takasu, Mitsutaka Kumakura, and Yoshiro Takahashi. Degenerate Fermi Gases of Ytterbium. *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 030401 (2007)
- [41] Feshbach, H., 1958, Unified theory of nuclear reactions, *Ann. Phys. (NY)* 5, 357–390
- [42] Feshbach, H., 1962, Unified theory of nuclear reactions II, *Ann. Phys. (NY)* 19, 287–313
- [43] Stwalley, W. C., 1976, “Stability of spin-aligned hydrogen at low temperatures and high magnetic fields: New field-dependent scattering resonances and predissociations,” *Phys. Rev. Lett.* **37**, 1628–1631
- [44] E. Tiesinga, B. J. Verhaar, and H. T. C. Stoof. Threshold and resonance phenomena in ultracold ground-state collisions. *Phys. Rev. A*, **47**, 4114 (1993)
- [45] Inouye, S., M. R. Andrews, J. Stenger, H.-J. Miesner, D. M. Stamper-Kurn, and W. Ketterle. Observation of Feshbach resonances in a Bose-Einstein condensate. *Nature*, **392**, 151 (1998)
- [46] Dieckmann, K., C. A. Stan, S. Gupta, Z. Hadzibabic, C. H. Schunck, and W. Ketterle, Decay of an ultracold fermionic lithium gas near a Feshbach resonance. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 203201 (2002)
- [47] S. Jochim, M. Bartenstein, G. Hendl, J. Hecker Denschlag, R. Grimm, A. Mosk, and W. Weidemüller. Magnetic field control of elastic scattering in a cold gas of fermionic lithium atoms. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 273202 (2002)
- [48] X. Du, L. Luo, B. Clancy, and J. E. Thomas. Observation of anomalous spin segregation in a trapped Fermi gas. *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 150401 (2008)
- [49] K. E. Strecker, G. B. Partridge, A. G. Truscott, and R. G. Hulet, Formation and

- propagation of matter-wave soliton trains. *Nature*, **417**, 150 (2002)
- [50] M. Junker, D. Dries, C. Welford, J. Hitchcock, Y. P. Chen, and R. G. Hulet. Photoassociation of a Bose-Einstein Condensate near a Feshbach Resonance. *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 060406 (2008)
- [51] C. D'Errico, M. Zaccanti, M. Fattori, G. Roati, M. Inguscio, G. Modugno, and A. Simoni. Feshbach resonances in ultracold 39K. *New J. Phys.*, **9**, 223 (2007)
- [52] T. Loftus, C. A. Regal, C. Ticknor, J. L. Bohn, and D. S. Jin, Resonant control of elastic collisions in an optically trapped Fermi gas of atoms. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 173201 (2002)
- [53] P. Courteille, R. S. Freeland, D. J. Heinzen, F. A. van Abeelen, and B. J. Verhaar, Observation of a Feshbach resonance in cold atom scattering. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 69 (1998)
- [54] A. Marte, T. Volz, J. Schuster, S. Dürr, G. Rempe, E. G. M. van Kempen, and B. J. Verhaar. Feshbach resonances in rubidium 87: Precision measurement and analysis. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 283202 (2002)
- [55] C. Chin, V. Vuletić, A. J. Kerman, and Chu. High resolution Feshbach spectroscopy of cesium. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 2717 (2000)
- [56] J. Werner, A. Griesmaier, S. Hensler, J. Stuhler, T. Pfau, A. Simoni, and E. Tiesinga. Observation of Feshbach resonances in an ultracold gas of 52Cr. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 183201 (2005)
- [57] A. Simoni, F. Ferlaino, G. Roati, G. Modugno, and M. Inguscio. Magnetic control of the interaction in ultracold K-Rb mixtures. *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 163202 (2003)
- [58] C. Klempt, T. Henninger, O. Topic, J. Will, W. Ertmer, E. Tiemann, and J. Arlt. 40K-87Rb Feshbach resonances: Modeling the interatomic potential. *Phys. Rev. A*, **76**, 020701(R) 2007
- [59] C. A. Stan, M. W. Zwierlein, C. H. Schunck, S. M. F. Raupach, and W. Ketterle. Observation of Feshbach resonances between two different atomic species. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 143001 (2004)
- [60] E. Wille, F. M. Spiegelhalder, G. Kerner, D. Naik, A. Trenkwalder, G. Hendl, F. Schreck, R. Grimm, T. G. Tiecke, J. T. M. Walraven, S. J. J. M. F. Kokkelmans, E. Tiesinga, et al. Exploring an ultracold Fermi-Fermi mixture: Interspecies Feshbach

- resonances and scattering properties of 6Li and 40K. *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 053201 (2008)
- [61] B. Deh, C. Marzok, C. Zimmermann, and P. W. Courteille. Feshbach resonances in mixtures of ultracold 6Li and 87Rb gases. *Phys. Rev. A*, **77**, 010701(R) (2008)
- [62] C. Chin, R. Grimm, P. Julienne, E. Tiesinga. Feshbach resonances in ultracold gases arXiv:0812.1496
- [63] A. J. Moerdijk, B. J. Verhaar, and A. Axelsson. Resonances in ultracold collisions of 6Li, 7Li, and 23Na. *Phys. Rev. A*, **51**, 4852 (1995)
- [64] C. C. Bradley, C. A. Sackett, and R. G. Hulet. Bose-Einstein condensation of lithium: Observation of limited condensate number. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 985 (1997)
- [65] C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollett, and R. G. Hulet. Evidence of Bose-Einstein condensation in an atomic gas with attractive interactions. *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 1687 (1995)
- [66] L. Khaykovich, F. Schreck, G. Ferrari, T. Bourdel, J. Cubizolles, L. D. Carr, Y. Castin, and C. Salomon. Formation of a matter-wave bright soliton. *Science*, **296**, 1290 (2002)
- [67] S. L. Cornish, N. R. Claussen, J. L. Roberts, E. A. Cornell, and C. E. Wieman. Stable 85Rb Bose-Einstein condensates with widely tunable interactions. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 1795 (2000)
- [68] S. B. Papp, J. M. Pino, R. J. Wild, S. Ronen, C. E. Wieman, D. S. Jin, and E. A. Cornell. Bragg spectroscopy of a strongly interacting 85Rb Bose-Einstein condensate *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 135301 (2008)
- [69] K. E. Strecker, G. B. Partridge, A. G. Truscott, and R. G. Hulet. Formation and propagation of matter-wave soliton trains. *Nature*, **417**, 150 (2002)
- [70] T. Loftus, C. A. Regal, C. Ticknor, J. L. Bohn, and D. S. Jin. Resonant control of elastic collisions in an optically trapped Fermi gas of atoms. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 173201 (2002)
- [71] K. O'Hara, S. L. Lemmer, M. E. Gehm, S. R. Granade, and J. E. Thomas. Observation of a strongly interacting degenerate Fermi gas. *Science*, **298**, 2179 (2002)
- [72] J. G. Danzl, E. Haller, M. Gustavsson, M. J. Mark, R. Hart, N. Bouloufa, O. Dulieu, H. Ritsch, and H.-C. Nägerl. Quantum Gas of Deeply Bound Ground State Molecules. *Science*, **321**, 1062 (2008)
- [73] K.-K. Ni, S. Ospelkaus, M. H. G. de Miranda, A. Pe'er, B. Neyenhuis, J. J. Zirbel, S.

Kotochigova, P. S. Julienne, D. S. Jin, and J. Ye. A High Phase-Space-Density Gas of Polar Molecules. *Science*, **322**, 231 (2008)

[74] F. Lang, K. Winkler, C. Strauss, R. Grimm, and J. Hecker Denschlag. Ultracold Triplet Molecules in the Rovibrational Ground State. *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 133005 (2008)

[75] Immanuel Bloch. Ultracold quantum gases in optical lattices. *Nature physics*, **1**, 23 (2005)

[76] Immanuel Bloch. Quantum coherence and entanglement with ultracold atoms in optical lattices. *Nature*, **453** 1016 (2008)

[77] Cornish, S. L., N. R. Claussen, J. L. Roberts, E. A. Cornell, and C. E. Wieman. Stable ⁸⁵Rb Bose-Einstein Condensates with Widely Tunable Interactions. *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1795 (2000)

[78] M. Greiner, M. O. Mandel, T. Esslinger, T. Hänsch, and I. Bloch. Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms. *Nature*, **415**, 39 (2002a)

[79] T. Kinoshita, T. Wenger, and D. S. Weiss. Observation of a One-Dimensional Tonks-Girardeau Gas. *Science*, **305**, 1125 (2004)

[80] B. Paredes, A. Widera, V. Murg, O. Mandel, S. Fölling, J. I. Cirac, G. V. Shlyapnikov, T. W. Hänsch, and I. Bloch. Tonks-Girardeau gas of ultracold atoms in an optical lattice. *Nature*, **429**, 277 (2004)

[81] Z. Hadzibabic, P. Krüger, M. Cheneau, B. Battelier, and J. Dalibard. Berezinskii–Kosterlitz–Thouless crossover in a trapped atomic gas. *Nature*, **441**, 1118 (2006)

[82] Robert Jordens, Niels Strohmaier, Kenneth Gunter, Henning Moritz, Tilman Esslinger. A Mott insulator of fermionic atoms in an optical lattice. *Nature*, **455** 204 (2008)

[83] H. Moritz, T. Stöferle, M. Köhl, and T. Esslinger. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 250402 (2003)

[84] B. Paredes, A. Widera, V. Murg, O. Mandel, S. Fölling, J. I. Cirac, G. V. Shlyapnikov, T. W. Hänsch, and I. Bloch. Tonks-Girardeau gas of ultracold atoms in an optical lattice. *Nature*, **429**, 277 (2004)

[85] B. L. Tolra, K. M. O’Hara, J. H. Huckans, W. D. Phillips, S. L. Rolston, and J. V. Porto. Observation of Reduced Three-Body Recombination in a Correlated 1D Degenerate Bose Gas. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 190401 (2004)

- [86] Immanuel Bloch, Jean Dalibard, and Wilhelm Zwerger. Many-body physics with ultracold gases. *Rev. Mod. Phys.*, **80**, 885 (2008)
- [87] D. Jaksch, H. J. Briegel, J. I. Cirac, C. W. Gardiner, P. Zoller. Entanglement of atoms via cold controlled collisions. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 1975 (1999)
- [88] O. Mandel, et al. Controlled collisions for multiparticle entanglement of optically trapped atoms. *Nature*, **425**, 937 (2003)
- [89] J. Sebby-Strabley, M. Anderlini, P. S. Jessen, J. V. Porto. Lattice of double wells for manipulating pairs of cold atoms. *Phys. Rev. A*, **73**, 033605 (2006)
- [90] M. Anderlini, et al. Controlled exchange interaction between pairs of neutral atoms in an optical lattice. *Nature*, **448**, 452 (2007)
- [91] S. Fölling, et al. Direct observation of second-order atom tunnelling. *Nature*, **448**, 1029 (2007)
- [92] M. P. A. Fisher, P. B. Weichman, G. Grinstein, and D. S. Fisher. Boson localization and the superfluid-insulator transition. *Phys. Rev. B*, **40**, 546 (1989)
- [93] F. Dalfovo, S. Giorgini, L. P. Pitaevskii, and S. Stringari. Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases. *Rev. Mod. Phys.*, **71**, 463 (1999)
- [94] S. Stringari and L. Pitaevskii, *Bose-Einstein condensation* (Oxford University Press, London, 2003).
- [95] C. J. Pethick and H. Smith, *Bose-Einstein condensation in dilute gases* (Cambridge University Press, 2008).
- [96] Stefano Giorgini, Lev P. Pitaevskii, and Sandro Stringari. Theory of ultracold atomic Fermi gases. *Rev. Mod. Phys.*, **80**, 1215 (2008)
- [97] C. Cohen-Tannoudji. Nobel Lecture: Manipulating atoms with photons. *Rev. Mod. Phys.*, **70**, 707 (1998)
- [98] W. D. Phillips. Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms. *Rev. Mod. Phys.*, **70**, 721 (1998)
- [99] S. Chu. Nobel Lecture: The manipulation of neutral particles. *Rev. Mod. Phys.*, **70**, 685 (1998)
- [100] T. Bergeman, Gidon Erez, Harold J. Metcalf. Magnetostatic trapping fields for neutral atoms. *Phys. Rev. A*, **35**, 1535 (1987)
- [101] W. Ketterle, D. Durfee, and D. Stamper-Kurn. In *International School of Physics*

- Enrico Fermi Course CXL Bose-Einstein Condensation in Atomic Gases, edited by M. Inguscio, S. Stringari, and C. Wieman (IOS Press, Varenna, 1999), p. 67
- [102] T. Bergeman, G. Erez, and H. J. Metcalf. Magnetostatic trapping fields for neutral atoms. *Phys. Rev. A*, **35**, 1535 (1987)
- [103] T. Esslinger, I. Bloch, and T. W. Hansch, Bose-Einstein condensation in a quadrupole-Ioffe-configuration trap, *Phys. Rev. A*, **58**, R2664 (1987)
- [104] Francesca Ferlaino, Chiara D'Errico, Giacomo Roati, et al. Feshbach spectroscopy of a K-Rb atomic mixture. *Phys. Rev. A*, **73**, 040702(R) (2006)
- [105] M. Modugno, F. Ferlaino, F. Riboli, et al. Mean-field analysis of the stability of a K-Rb Fermi-Bose mixture. *Phys. Rev. A*, **68**, 043626 (2003)
- [106] J. Goldwin, S. Inouye, M. L. Olsen, et al. Measurement of the interaction strength in a Bose-Fermi mixture with ^{87}Rb and ^{40}K . *Phys. Rev. A*, **70**, 021601(R) (2004)
- [107] G. Modugno, G. Ferrari, G. Roati, R. J. Brecha, A. Simoni, and M. Inguscio. Bose-Einstein Condensation of Potassium Atoms by Sympathetic Cooling. *Science* **294**, 1320 (2001)
- [108] S. B. Papp, J. M. Pino, and C. E. Wieman. Studying a dual-species BEC with tunable interactions. arXiv:0802.2591 (2008)
- [109] L. D. Sarlo, P. Maioli, G. Barontini, J. Catani, F. Minardi, and M. Inguscio. Collisional properties of sympathetically cooled 39K. *Phys. Rev. A*, **75**, 022715 (2007)
- [110] S. Kobayashi, J. Yamada, S. Machida and T. Kimura. Single-mode operation of 500 Mbit/s modulated AlGaAs semiconductor laser by injection locking. *Electron. Lett.*, **16** 746 (1980)
- [111] 卫栋 陈海霞 熊德智 张靖. ^{40}K - ^{87}Rb 原子冷却的半导体激光系统. *物理学报*, **55**, 6342 (2006)
- [112] 卫栋 ^{87}Rb - ^{40}K 玻色费米混和气体磁光阱的实验研究 山西大学 2007 届博士研究生学位论文
- [113] T. Day, F. Luecke, and M. Brownell. Continuously tunable diode lasers. *Lasers and Optronics*, **6**, 15 (1993)
- [114] A. S. Arnold, J. S. Wilson, and M. G. Boshier. A simple extended-cavity diode laser. *Rev Sci Instrum.*, **69**, 1236 (1998)
- [115] C. J. Hawthorn, K. P. Weber, and R. E. Scholtena. Littrow configuration tunable

- external cavity diode laser with fixed direction output beam. *Rev Sci Instrum.*, **72**, 4477 (2001)
- [116] Christoph Affolderbacha and Gaetano Miletib. A compact laser head with high-frequency stability for Rb atomic clocks and optical instrumentation. *Rev Sci Instrum.*, **76**, 073108 (2005)
- [117] R. A. Nyman, G. Varoquaux, B. Villier, et al. Tapered-amplified antireflection-coated laser diodes for potassium and rubidium atomic-physics experiments, *Rev. Sci. Instrum.*, **77**, 033105 (2006)
- [118] B. DeMarco. Quantum Behavior of an Atomic Fermi Gas. Ph.D. thesis, University of Colorado, Boulder (2001)
- [119] E. A. Donley, T. P. Heavner, F. Levi, M. O. Tataw, and S. R. Jefferts. Double-pass acousto-optic modulator system, *Rev Sci Instrum.*, **76**, 063112 (2005)
- [120] 张靖, 陶桦, 卫栋, 董雅宾, 耿涛, 王军民, 彭堃墀. Rb 原子饱和吸收半导体激光器系统稳频. *光学学报*, **23** 197 (2003)
- [121] Jing Zhang, Dong Wei, Changde Xie, and Kunchi Peng. Characteristics of absorption and dispersion for rubidium D2 lines with the modulation transfer spectrum. *OPTICS EXPRESS*, **11**, 1338 (2003)
- [122] 刘涛, 李利平, 闫树斌, 雷宏香, 张天才, 王军民. 铯原子 D₂ 线调制转移光谱的实验研究. *中国激光*. Vol. **30** 791 (2003)
- [123] R.S.Williamson III, Magneto-optical trapping of potassium isotopes, Ph.D.thesis University of Wisconsin–madison (1997)
- [124] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, and C. Wieman. Very cold trapped atoms in a vapor cell. *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 1571 (1990)
- [125] W. Phillips and H.Metcalf. Laser Deceleration of an Atomic Beam. *Phys. Rev. Lett.*, **48**, 596 (1982)
- [126] C. Wieman, G. Flowers, S. Glibert. Inexpensive laser cooling and trapping experiment for undergraduate laboratories. *Am. J. Phys.*, **63**(4), 317 (1995)
- [127] B. DeMarco, H. Rohner, and D S Jin. An Enriched ⁴⁰K Source for fermionic atom studies. *Rev. Sci.Instrum.*, **70**, 1967(1999)
- [128] WEI Dong, XIONG De-Zhi, CHEN Hai-Xia, ZHANG Jing. An Enriched ⁴⁰K Source for Atomic Cooling. *CHIN. PHYS. LETT.*, **24**(3), 679 (2007)

- [129] T. Esslinger, I. Bloch, and T. W. Hansch. Bose-Einstein condensation in a Quadrupole-Ioffe Configuration trap. *Phys. Rev. A*, **58**, R2664 (1998)
- [130] P. E. Sokol. In *Bose-Einstein Condensation*, edited by A. Griffin, D. W. Snoke, and S. Stringari (Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1995), pp. 51
- [131] Jia LingLin and J. P. Wolfe. Magnetostatic trapping fields for neutral atoms. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 1222 (1993)
- [132] C. A. Sackett, C. C. Bradley, M. Welling and R.G.Hulet. *Bra. J. Phys.*, **27** 154 (1997)
- [133] M. R. Andrews, M.-O. Mewes, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn and W. Ketterle. Direct, Nondestructive Observation of a Bose Condensate. *Science*, **273**, 84 (1996)
- [134]冷原子实验计算机控制程序可以参考 <http://www.nintaka.com>
- [135] T. P. Meyrath. Precision analog optocoupler. George.ph.utexas.edu/~Meyrath/informal, July 2002
- [136] T. P. Meyrath. Inexpensive Mechanical Shutter and Driver for Optics Experiments. George.ph.utexas.edu/~Meyrath/informal
- [137] Wolfgang Petrich, Michael H. Anderson, Jason R. Ensher, and Eric A. Cornell. Behavior of atoms in a compressed magneto-optical trap. *J. Opt. Soc. Am B*, **11** 1332 (1994)
- [138] Hardld F. Hess, Greg P. Kochanski, John M. Doyle, Naoto Masuhara, Daniel Klepp-ner and Thomas J. Greytak. magnetic trapping of spin-polarized atomic hydrogen. *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 672 (1987)
- [139] R. van Roijen, J. J. Berkhout, S. Jaakkola and J. T. M. Walraven. Experiments with atomic Hydrogen in a magnetic Trapping field. *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 931 (1988)
- [140] Naoto Masuhara, John M. Doyle, Jon C. Sandberg, Daniel Klepp-ner, Thomas J. Greytak, Hardld F. Hess and Greg P. Kochanski. Evaporation cooling of spin-polarized atomic hydrogen. *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 935 (1988)
- [141] Francesca Ferlaino, Chiara D'Errico, Giacomo Roati, Matteo Zaccanti, Massimo Inguscio, and Giovanni Modugno. Feshbach spectroscopy of a K-Rb atomic mixture. *Phys. Rev. A.*, **73**, 040702(R) (2006)
- [142] Chen Shuai, Zhou Xiji, Yang Fan, Xia Lin, Sun Yaya, Wang Yiqiu, and Chen Xuzong. Analysis of Run-away Evaporation and Bose-Einstein Condensation by

- Time-of-Flight Absorption Imaging. *Chin.Phys.Lett.*, **21**,2105 (2004)
- [143] J. E. Lye, C. S. Fletcher, U. Kallmann, H. A. Hachor, and J. D. Close. Images of evaporative cooling to Bose-Einstein condensation. *J. Opt. B*, **4**, 57 (2002)
- [144] D. A. Butts, D. S. Rokhsar. Trapped Fermi gases[J]. *Phys Rev A*, **55**(6), 4346 (1997)
- [145] Georg M. Bruun, Chaeles W. Clark. Ideal gases in time-dependent traps [J]. *Phys Rev A*, **61**(6), 061601-1 (2000)
- [146] J. Goldwin, S. Inouye, M. L. Olsen, et al. Measurement of the interaction strength in a Bose-Fermi mixture with 87Rb and 40K [J]. *Phys Rev A*, **70**(2), 021601-1 (2004)
- [147] Dezhi Xiong, Haixia Chen, Pengjun Wang, Xudong Yu, Feng Gao, Jing Zhang. Quantum Degenerate Fermi–Bose Mixtures of 40K and 87Rb Atoms in a Quadrupole-Ioffe Configuration Trap. *Chin. Phys. Lett.*, **25**, 843 (2008)
- [148] 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, *物理学报*, **57**, 4840 (2008)
- [149] M. H. Anderson et al. Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor. *Science*, **269**, 198 (1995)
- [150] K.B. Davis et al. Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms. *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 3969 (1995)
- [151] P. S. Jessen and I. H. Deutsch, *Adv. At. Mol. Opt. Phys.*, **37**, 95 (1996); D.R. Meacher, *Contemp. Phys.*, **39**, 329 (1998).
- [152] M. Kozuma, L. Deng, E.W. Hagley, J. Wen, R. Lutwak, K.Helmerson, S.L. Rolston, and W.D. Phillips, *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 871 (1999); J. E. Simsarian, J. Denschlag, M. Edwards, C.W. Clark, L. Deng, E.W. Hagley, K. Helmerson, S.L. Rolston, and W.D. Phillips, *ibid.* **85**, 2040 (2000)
- [153] D. M. Stamper-Kurn, A. P. Chikkatur, A. Gorlitz, S. Inouye, S. Gupta, D.E. Pritchard, and W. Ketterle. Excitation of Phonons in a Bose-Einstein Condensate by Light Scattering. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 2876 (1999)
- [154] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T.W. Hänsch, and I.Bloch. Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms. *Nature (London)* **415**, 39 (2002)
- [155] D. Jaksch, C. Bruder, J. I. Cirac, C.W. Gardiner, and P. Zoller. Cold Bosonic Atoms in Optical Lattices. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 3108 (1998)

- [156] S. Burger et al. Superfluid and Dissipative Dynamics of a Bose-Einstein Condensate in a Periodic Optical Potential. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 4447 (2001)
- [157] F. S. Cataliotti, S. Burger, C. Fort, P. Maddaloni, F. Minardi, A. Trombettoni, A. Smerzi, and M. Inguscio. Josephson Junction Arrays with Bose-Einstein Condensates. *Science*, **293**, 843 (2001)
- [158] G. Campbell. PhD Thesis (Massachusetts Institute of Technology) 2006
- [159] S. Gupta, A. E. Leanhardt, A. D. Cronin, D. E. Pritchard. Coherent manipulation of atoms with standing light. *C. R. Acad. Sci.*, **4**, 2479 (2001)
- [160] Talbot H., *Philos. Mag.*, **9**, 401 (1836)
- [161] K. Patorski, *Prog. Opt.* **27**, 1 (1989); K. Banaszek and K. Wodkiewicz, *Opt. Exp.* **2**, 169 (1998); M.V. Berry and S. Klein, *J. Mod. Opt.* **43**, 2139 (1996); M.V. Berry and E. Bodenschatz, *J. Mod. Opt.* **46**, 2139 (1999)
- [162] M. Chapman, C. Ekstrom, T. Hammond, J. Schmiedmayer, B. Tannian, S. Wehinger, D. Pritchard. Near-field imaging of atom diffraction gratings: The atomic Talbot effect. *Phys. Rev. A*, **51**, R14 (1995)
- [163] L. Deng, E. Hagley, J. Denschlag, J. Simsarian, M. Edwards, C. Clark, K. Helmerson, S. Rolston, W. Phillips. Temporal, Matter-Wave-Dispersion Talbot Effect. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 5407 (1999)
- [164] Rudolf Grimm, Matthias Weidemüller, Yu. B. Ovchinnikov. Optical dipole traps for neutral atoms. *Adv. At. Mol. Opt. Phys.*, **42**, 95 (2000)

博士研究生期间完成的学术论文

- 1, **Haixia Chen** Jing Zhang. Continuous-variable quantum cloning of coherent states with phase-conjugate input modes using linear optics. **Phys. Rev. A**, 75, 022306 (2007)
- 2, **Haixia Chen** Jing Zhang. Phase-sensitive manipulations of the two-mode entangled state by a type-II nondegenerate optical parametric amplifier inside an optical cavity (submitted to PRA)
- 3, **CHEN Hai-Xia** XIONG De-Zhi WANG Peng-Jun ZHANG Jing. Pulse loading Rubidium BEC in optical lattice: The Kapitza-Dirac Scattering and Temporal Matter-Wave-Dispersion Talbot Effect (submitted to CPL)
- 4, XIONG De-Zhi **CHEN Hai-Xia** WANG Peng-Jun YU Xu-dong GAO Feng ZHANG Jing. Quantum Degenerate Fermi–Bose Mixtures of ^{40}K and ^{87}Rb Atoms in a Quadrupole-Ioffe Configuration Trap. **Chinese Physics Letters**, 25, 843 (2008)
- 5, WEI Dong XIONG De-Zhi **CHEN Hai-Xia** WANG Peng-Jun GUO Lu ZHANG Jing. Simultaneous magneto-optical trapping of fermionic ^{40}K and bosonic ^{87}Rb atoms. **Chinese Physics Letters**, 24, 1541 (2007)
- 6, WEI Dong XIONG De-Zhi **CHEN Hai-Xia** ZHANG Jing. An Enriched ^{40}K Source for Atomic Cooling. **Chinese Physics Letters**, 24, 679 (2007)
- 7, 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 **物理学报** Vol. 57 4840 (2008)
- 8, 卫栋 **陈海霞** 熊德智 张靖 ^{40}K – ^{87}Rb 原子冷却的半导体激光器系统 **物理学报** Vol. 55 6342 (2006)
- 9, 郭璐 卫栋 **陈海霞** 熊德智 王鹏军 张靖 铷原子热蒸气中强非线性效应产生激光模式图样的实验研究 **物理学报** Vol. 57 4224 (2008)
- 10, 卫栋 熊德智 **陈海霞** 张靖 基于降温技术的宽范围外腔光栅可调谐半导体激光器 **量子光学学报** Vol. 13 56 (2007)

致 谢

研究生学习生涯即将结束，回顾这五年来所度过的时光，感触最多的是在这几年里所受到的科学训练，特别是这个环境对于我个人的塑造。我要感谢许多在我学习和生活中给予我帮助的老师 and 同学。

感谢山西大学光电所，她一下子就把我带到了物理学研究的最前沿，让我在这里接触到最活跃的科学思想和科研方法，受到良好的科学训练，这些都为我今后的工作打下了扎实的基础。感谢彭堃墀教授、谢常德教授，他们一丝不苟的治学精神以及对科学的热爱和奉献精神深深地感染了我，为我树立了人生的榜样，使我终身受益。

感谢我的导师张靖教授对我学习和工作上的指导与帮助。他渊博的专业知识，敏锐的洞察力，严谨的科学态度和忘我的工作精神使我从他身上学到了许多东西，在这里表示由衷的感谢。

感谢其他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很多。感谢机加工车间、电子车间、和激光车间的师傅们在工作中的有力配合。感谢办公室所有老师给予的帮助。

感谢同小组的叶晨光、熊德智、王鹏军、郭璐、于旭东、高峰、邸克、赵慧红、付正坤、霍强等同学的有益讨论和帮助以及在实验室营造的轻松愉快的工作环境。感谢商娅娜、董双丽、李园等同学的一路陪伴，是她们使我紧张的学习生活中多了许多欢乐。感谢五年来朝夕相处的每一位老师和同学。

感谢我的家人对我生活的关心照顾和学业上的鼓励与支持，他们一直是我前进的动力。

个人简况及联系方式

【个人基本信息】

姓名： 陈海霞 性别： 女
籍贯： 山西省高平市 民族： 汉族
出生日期 1982 年 4 月
政治面貌： 中共党员
专业： 光学
研究方向： 量子光学、超冷原子物理
联系电话： 13513608253
电子邮件： chenhx@sxu.edu.cn

【学习与受教育经历】

1997, 9—2000, 7 山西省高平市第一中学学生
2000, 9—2004, 7 山西大学物理电子工程学院本科生
2004, 9—2009, 6 量子光学与光量子器件国家重点实验室
山西大学光电研究所硕博连读研究生

承诺书

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

学位论文作者（签章）：

200 年 月 日