

山西大学
2007 届博士学位论文

$^{87}\text{Rb}-^{40}\text{K}$ 玻色费米
混和气体磁光阱的实验研究

作者姓名	卫栋
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	2001 年 9 月—2007 年 6 月

二零零七年六月

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

Simultaneous magneto-optical trapping of bosonic ^{87}Rb and fermionic ^{40}K

Name	Dong Wei
Supervisor	Prof. Jing zhang
Major	Optics
Field of Research	Quantum Optics Ultracold atomic physics
Department	The State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices Institute of Opto-Electronics, Shanxi University
Research Duration	September 2001 — June 2007
	June 2007

中文摘要

激光冷却与俘获技术的发展为开展量子气体研究提供了理想的冷原子源；双磁光阱真空系统方案为超冷原子研究提供了非常纯净的实验环境；Feshbach 共振技术和光晶格技术为操纵与控制原子提供了强有力的技术手段，因此量子气体，包括简并费米气体（DFG）、玻色爱因斯坦凝聚（BEC）、玻色费米混和气体（BFM）等实验研究得到了快速发展。

DFG 和 BFM 在实验上的实现为研究高温超导、强相互作用、超冷分子以及 BEC-BCS 交叉区域等许多物理问题提供了一个理想的研究平台，具有重要的研究意义。但是实现 DFG 的困难主要有两个方面；一是在研究要求的低温条件（ $<1\text{mK}$ ）下，费米原子之间的 S 波碰撞是禁止的，而蒸发冷却技术要通过原子之间的弹性碰撞来实现原子系统的冷却，因此在自旋极化的费米气体中蒸发冷却不能有效进行；二是能够用作激光冷却的费米原子种类很少，目前实现费米气体简并的原子主要是 ^{40}K 和 ^6Li ，少数研究组采用了 ^{173}Yb ， ^3He 等。同步冷却技术引入了另一原子成分（不同自旋态、不同同位素或不同元素）克服了费米原子进行蒸发冷却的困难，通过两种原子成分之间的碰撞使整体得到冷却。

我们的工作首先是建立一套冷却 ^{40}K 原子的实验装置，并在实现 DFG 的基础上进行相关研究工作。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。实验方案是：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 冷却与俘获。最后把冷原子样品装入磁阱中进行蒸发冷却，通过 ^{87}Rb 和 ^{40}K 之间的碰撞，实现 ^{87}Rb 原子 BEC 和 ^{40}K 原子 DFG。

本论文的主要工作是建立了冷却 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的实验装置，在此基础上通过激光冷却成功实现了两种原子的磁光阱，得到了需要的冷原子样品。这是国内首次完成的同时冷却与俘获两种原子的实验。双原子 MOT 作为实现 DFG 的第一步，为下一步 DFG 的最终实现打下了坚实基础。

本论文的主要工作及研究结果有以下几个部分；

- 1, 建立了冷却 ^{87}Rb 和 ^{40}K 原子的激光器系统。采用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和一台半导体激光放大器(TA)组成激光器

统。三台 ECDL 通过声光调制器产生四束光, 分别作为 ^{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分别注入锁定四台从激光器, 然后 ^{87}Rb 冷却光、 ^{40}K 冷却光和 ^{40}K 再抽运光再同时注入 TA 进行放大。该装置可同时产生冷却 ^{40}K 和 ^{87}Rb 原子的冷却光和再抽运光, 结构紧凑, 工作稳定。

实验中, 采用饱和吸收技术与调制转移光谱技术实现了主激光器无调制频率锁定, 把 ^{87}Rb 和 ^{40}K 冷却光与再抽运光的频率锁定在相应的能级跃迁线上。

实验中, 自制了外腔光栅反馈半导体激光器 (ECDL)、低温下宽范围可调谐半导体激光器、半导体激光放大器等器件。

2, ^{40}K 在自然界中的丰度很低 (93.26% ^{39}K , 0.012% ^{40}K , 6.73% ^{41}K), 限制了磁光阱俘获的原子数目, 满足不了实验要求, 我们自制了 ^{40}K 含量比较高的钾源。

采用 0.125mm 厚的镍铬合金 (80% 镍, 20% 铬) 制作了碱金属释放剂反应样舟。镍铬合金电阻率高, 化学性质稳定。样舟设计独特, 具有容积大、装载方便、反应材料不易洒落等许多优点。在样舟制作中使用了点焊技术。

以高纯金属钙 (Ca, 纯度 99.99%) 和 ^{40}K 同位素丰度比较高的氯化钾 (KCl, ^{40}K 含量 6.2%) 为反应物制作释放剂。反应物 Ca 和 KCl 在反应中要求是很细的粉末并且按照 2: 1 的体积比混和均匀。整个制备过程都在手套箱中进行, 手套箱先被抽成真空后再充入高纯氩气, 为反应物的制备提供了一个高纯的制作环境。

对自制的 ^{40}K 原子释放剂进行了测试。该释放剂能够有效地释放出钾原子, 满足了实验的要求。

3, 采用机械分子泵机组、溅射离子泵、钛升华泵、吸气剂泵、真空电离规及一批真空组件等设计搭建了水平结构的两级超高真空系统。将实验需要的铷源 (预制备的金属铷泡) 和钾源 (自制的释放剂) 安装在系统上, 经过抽真空过程得到了预期的真空度指标。第一级真空气室 (Collection cell) 的真空度为 $2 \times 10^{-7}\text{Pa}$, 第二级真空气室 (Science cell) 的真空度为 $3 \times 10^{-9}\text{Pa}$ 。

4, 实现了 ^{87}Rb 和 ^{40}K 两种原子的磁光阱, 得到了初步冷却的原子样品, 为实现 ^{40}K DFG 和 ^{87}Rb BEC 奠定了基础。在 ^{87}Rb MOT 中, 得到的原子数约为 10^8-10^9 个; 在 ^{40}K MOT 中, 得到的原子数约为 10^7-10^8 个。当两种原子的 MOT 同时存在时, 由于激光功率的相对减小、真空度的降低以及冷原子内部的碰撞损耗, 俘获的

原子数会减少。

关键词 量子简并费米气体；激光冷却与俘获；激光器系统；碱金属释放剂；真空系统；磁光阱

Abstract

Quantum degenerate gases have been extensively studied in recent years, including Bose-Einstein condensation(BEC), Quantum degenerate Fermi gas (DFG), Bose-Fermi Mixtures(BFM) et. The realization and rapidly development of quantum degenerate gases are due to the follow reasons. First, the laser cooling and trapping used as a precooling stage to obtain the starting conditions for quantum degenerate gases; Second, with the development of vacuum technology, the double-MOTs system provide very clear background for experiments of quantum gases; Third, the Feshbach resonances and optical lattices used as tools provide the possibility of controlling the atom-atom interaction in ultracold quantum gases which can give access to an even broader range of phenomena.

DFG and BFM present a new path for understanding high-Tc superconductivity and strong interaction, producing ultracold molecules as well as investigating BEC-BCS crossover regime. DFG have been difficult to realize for two reasons: first, evaporative cooling relies upon elastic rethermalizing collisions, which at the temperatures of interest (<1 mK) are primarily s-wave in nature and are forbidden for identical fermions; and second, the number of fermionic isotopes suitable for laser cooling and trapping is small. Until now, only four fermions have so far been brought to degeneracy in the dilute gaseous phase: mainly ^{40}K and ^6Li , seldom ^3He and ^{173}Yb . Sympathetic cooling overcomes the limit to evaporative cooling by introducing a second component (spin state, isotope or element) to the gas, thermalization between the two components then allows the mixture as a whole to be cooled.

The purpose of our work is to establish the experimental apparatus for ^{40}K DFG and perform the associate scientific research. The double-MOT structure system are adopted by our lab; ^{40}K and ^{87}Rb mixtures are selected by our lab. For the experimental procession, the first is simultaneous

magneto-optical trapping of fermionic ^{40}K and bosonic ^{87}Rb atoms in collection cell. Then push the precooled atoms into the science cell and perform MOT again. The next work is to load the ultracold atoms into magnetic trap. The last step is to achieve DFG by evaporative cooling of ^{87}Rb with sympathetic cooling of ^{40}K .

The thesis mainly includes several parts:

1, We have developed a semiconductor laser system used in ^{40}K - ^{87}Rb trapping and cooling experiment. The laser diode system is composed of three external cavity diode lasers(ECDLs) and four injection diode lasers and a semiconductor tapered amplifier(TA). Four laser beams used as ^{40}K and ^{87}Rb cooling and repump lights are obtained by using acoustic optic modulators(AOM) to offset the frequencies from the three ECDL lasers. Four light beams with the different frequencies are injected into four slave lasers for injection locking, then ^{87}Rb cooling light, ^{40}K cooling light and ^{40}K repump light are injected into a TA in a master oscillator-power configuration to boost power. This configuration is flexible and steady and can simultaneously produce the cooling and repump light for ^{40}K and ^{87}Rb trapping and cooling experiment.

In experiment, the ECDLs are locked to certain atomic transition signal by use of saturated absorption spectroscopy and modulation transfer spectrum technology.

In experiment, we developed a lot of laser sources including ECDL, widely tunable ECDL based on lower temperature and tapered amplifier.

2, The natural potassium source is unacceptable for the experiments because the low abundance of the isotope ^{40}K (natural abundance is 93.26% ^{39}K , 0.012% ^{40}K , 6.73% ^{41}K)limits the collected atom number in MOT. We have developed an enriched ^{40}K source used in ^{40}K - ^{87}Rb atomic mixture cooling experiment.

The reservoir of our dispenser is made of 0.125 mm thin Nichrome (80% nickel, 20% chrome). The Nichrome is chemically inert and behaves

well at high temperatures. The design of the reservoir in our experiment is quite different from the dispensers described in the past. It has several advantages such as having more space, loading easily and preventing escape of the reactants. Spot welding method is used for making reservoir.

The enriched ⁴⁰K source release ⁴⁰K atoms through redox reaction between ⁴⁰K enriched KCl (⁴⁰K, 6.2%) and calcium (99.99%). Ca and KCl need powder form and are mixed uniformly according to 2:1 volume ratio. The works that convert reaction material into powder form and mix them are accomplished in a glove box which is pumped by a turbo and then filled with high purity argon.

3, An double-MOT structure vacuum system are designed and established using a lot of vacuum compenent, including turbo, ion pump, titanium sublimation pump, capacitorr pump and other things. The Rubidium source and potassium dispensers are connected to the collection cell. Typically, the collection cell pressure is about 2×10^{-7} Pa and the science cell pressure is about 3×10^{-9} Pa.

4, We realize simultaneous magneto-optical trapping of fermionic ⁴⁰K and bosonic ⁸⁷Rb atoms. This trap is the first step towards quantum degenerate fermi gas ⁴⁰K. We obtain up to $10^7 \sim 10^8$ ⁴⁰K and $10^8 \sim 10^9$ ⁸⁷Rb atoms in the steady-state single-species MOT. In the case of two-species MOT, the steady state atom numbers of ⁴⁰K and ⁸⁷Rb simultaneously trapped are decreased largely due to the decrease of the laser power, the increase of the vacuum pressure and the all kinds of lossees caused by collisions.

Keywords Quantum degenerate Fermi gas (DFG); Laser cooling and trapping; Laser system; Alkali metal dispenser; Vacuum system; Magneto-optical trapping(MOT)

摘 要	I
ABSTRACT	IV
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 玻色子与费米子	1
1.1.2 简单的冷原子图像	2
1.1.3 玻色爱因斯坦凝聚 (BEC)	4
1.1.4 量子简并费米气体 (DFG)	5
1.1.5 玻色费米混合气体 (BFM)	6
1.2 简并费米气体实验方案的选择	6
1.2.1 费米子冷却方案	7
1.2.2 为什么使用玻色子与费米子同时冷却	7
1.2.3 为什么选择 ^{87}Rb 和 ^{40}K	8
1.3 费米气体相关的实验研究	9
1.3.1 Feshbach 共振	9
1.3.2 超冷分子和费米凝聚	11
1.3.3 BCS-BEC 交叉区域的研究	12
1.3.4 光学晶格中的费米子	13
1.4 冷原子前沿简介	14
1.5 本文的主要工作	16
第二章 费米气体实验的相关理论	17
2.1 ^{40}K 和 ^{87}Rb 原子的性质	17
2.1.1 原子的精细结构	18
2.1.2 原子的超精细结构	19
2.1.3 原子超精细结构的塞曼效应	21
2.1.4 ^{40}K 和 ^{87}Rb 原子的饱和蒸汽压	23
2.1.5 ^{40}K 和 ^{87}Rb 原子的碰撞性质	25
2.2 原子的激光冷却与俘获	25

2.2.1	光场对原子的作用力	26
2.2.2	多普勒冷却极限	27
2.2.3	磁光阱	29
2.3	磁阱	31
2.3.1	Ioffe-Pritchard 阱 (IP 阱)	31
2.3.2	QUIC 阱	32
2.4	蒸发冷却	33
第三章	^{40}K 和 ^{87}Rb 原子冷却的实验装置	36
3.1	^{40}K 和 ^{87}Rb 原子冷却的半导体激光系统	36
3.1.1	半导体激光器特性简介	37
3.1.2	外腔光栅反馈半导体激光器	38
3.1.3	低温下宽范围外腔光栅可调谐半导体激光器	40
3.1.4	注入锁定激光器	44
3.1.5	半导体激光放大器的研制	45
3.2	半导体激光器的稳频	46
3.2.1	饱和吸收光谱简介	47
3.2.2	饱和吸收光谱中的交叉吸收峰	48
3.2.3	调制转移光谱技术	48
3.2.4	饱和吸收技术稳频	48
3.3	钾源的制备	50
3.3.1	实验中原子源的产生方式	50
3.3.2	释放剂工作原理	50
3.3.3	^{40}K 释放剂反应样舟的制作	51
3.3.4	样舟温度与通过电流关系的测试	53
3.3.5	反应混合物的制备与样舟装载	54
3.3.6	普通氯化钾进行的实验	55
3.3.7	^{40}K 含量为 6.2% 的氯化钾制作的钾原子释放剂	56
3.4	真空系统的构建	58
3.4.1	真空系统的结构	58
3.4.2	真空系统的装配过程	60
3.4.3	真空系统的抽气过程	60

3.5 实验中常用器件的使用	62
3.5.1 声光调制器 (AOM)	62
3.5.2 光纤的调节	64
3.5.3 探测器	65
3.5.4 稳频中的比例积分 (PI) 电路	67
第四章 ^{40}K 和 ^{87}Rb 双原子气室磁光阱的实验实现	68
4.1 双原子气室磁光阱光路总图	68
4.1.1 双原子磁光阱激光器系统	68
4.1.2 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的冷却光和再抽运光	70
4.1.3 主激光器的频率稳定与冷却光和再抽运光的频率设置	71
4.1.4 注入锁定激光器的实现	74
4.1.5 半导体激光放大器的调节	75
4.1.6 气室磁光阱光路示意图	77
4.2 磁光阱梯度磁场	78
4.3 气室磁光阱装载	80
4.3.1 磁光阱装载的简单理论	80
4.3.2 ^{87}Rb — ^{40}K 玻色费米混和气体磁光阱的实验实现	82
4.3.3 磁光阱中冷原子数与各相关参数的关系	84
4.4 冷原子参数的测量	85
4.4.1 荧光收集法	85
4.4.1 吸收法	86
第五章 简并费米气体实验进展	88
5.1 冷原子的转移	88
5.2 第二级 MOT 冷却与俘获	89
5.3 QUIC 阱的设计与制作	90
5.4 计算机程序控制的调试	91
全文总结与展望	93
参考文献	95
博士研究生期间完成的学术论文	107
致谢	108

第一章 绪论

作为物理学研究中的前沿课题之一——超冷原子物理受到了人们极大的关注。原子的激光冷却与俘获，玻色爱因斯坦凝聚体（BEC）的实现以及量子简并费米气体（DFG）的制备都是这一研究领域里具有里程碑意义的事件。1997年和2001年的诺贝尔物理学奖先后两次授予这一研究领域的科学家，也说明了这一领域的研究在物理学界乃至整个科学界中的地位。DFG作为这一领域的一个分枝，成为继冷原子和BEC之后又一具有重要研究价值的课题。本文的工作就是围绕构建一套实现量子简并费米气体 ^{40}K 的实验装置展开的。作为实现DFG的第一步，我们建立了一套冷原子实验装置并在此基础上实现了 ^{40}K 和 ^{87}Rb 两种原子的同时冷却与俘获。本文对这一部分工作做了详细的总结。

1.1 玻色爱因斯坦凝聚和量子简并费米气体

二十世纪八十年代早期发展起来的激光冷却技术[1-4]开拓了一个全新的低温领域——稀薄原子气体低温系统。八十年代后期磁光阱（MOT）[5]的发明与应用使得俘获大量数目的冷原子成为现实，气室MOT[6]的实现促进了冷原子研究的发展并在此基础上进一步开展了相关研究。接踵而来的是一系列新发现。1995年，原子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BEC[7-9]。E.Cornell, W.Ketterle和C.Wieman三人因此荣获了2001年度的Nobel物理学奖。1999年Jin小组[10]报道实现了DFG，这一结果被Science杂志评选为当年10大科学事件之一。那么，什么是BEC和DFG呢？它们为什么会引起人们高度重视呢？

1.1.1 玻色子与费米子

我们知道，自然界中的粒子按照自旋的不同被分成两大类：玻色子和费米子。一个粒子非此即彼，只能是某一类。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 $1/2$ 。那么判断一个复合粒子，比如说一个原子是玻色子还是费米子，就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。对于原子而言，因为核内的质子数与核外的电子数总是相等

的，即质子与电子的自旋之和总是整数，这时候原子是玻色子还是费米子就取决于中子数，中子数是偶数的为玻色子，中子数是奇数的为费米子，表 1.1 列出了常用碱金属原子不同同位素的一些性质，其中只有 ^6Li 和 ^{40}K 是费米子。

同位素	原子序数	中子数	核自旋数	磁距	基态能级分裂 (MHz)
^1H	1	0	1/2	2.793	1420
^6Li	3	3	1	0.822	228
^7Li	3	4	3/2	3.256	804
^{23}Na	11	12	3/2	2.218	1772
^{39}K	19	20	3/2	0.391	462
^{40}K	19	21	4	-1.298	-1286
^{41}K	19	22	3/2	0.215	254
^{85}Rb	37	48	5/2	1.353	3036
^{87}Rb	37	50	3/2	2.751	6835
^{133}Cs	55	78	7/2	2.579	9193

表 1.1 常用碱金属各种同位素的性质

量子力学告诉我们，物质世界处在一系列分立的能级状态上。譬如我们常说一个原子处在不同的能态上，并且可以在不同的能态之间跃迁。在我们的日常生活中之所以感觉不到这种分立状态的影响，是因为量子力学只是在微观尺度起作用。玻色子与费米子最本质的区别也会在量子力学的水平上表现出来。它们遵循不同的量子统计规律，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；费米子要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。

1.1.2 简单的冷原子图像

下面先了解一下冷原子的基本知识，建立一个基本的物理图像。我们知道，任何微观粒子都具有波粒二象性，由德布罗意关系式可知，波长与粒子的动量(或速度)相联系，频率与粒子的能量相联系。

$$\lambda = h / p \tag{1.1}$$

$$\nu = E / h \tag{1.2}$$

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{\sqrt{2\pi MK_B T}} \tag{1.3}$$

1.3 式中 λ_{dB} 是原子在温度 T 时的德布罗意波长。在原子温度比较高时，原子的德布罗意波长很短，大大小于原子之间的平均距离，原子的运动行为完全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而无法分开，如图 1.1(c)所示。在这种情况下，粒子的量子统计特性对粒子的行为起决定作用，我们说得到了量子简并气体。玻色子会形成 BEC。费米子形成费米海。如图 1.2 所示。

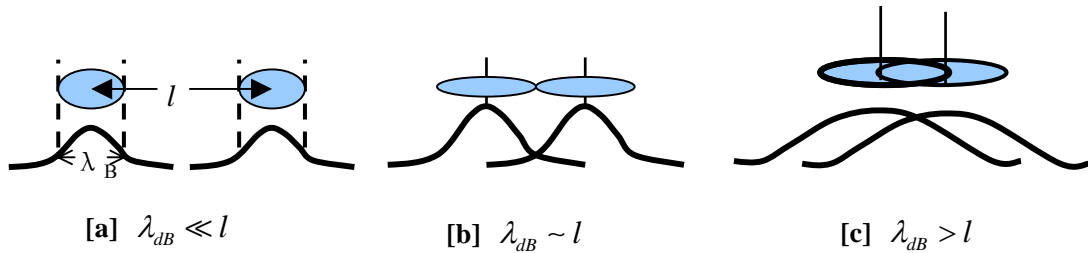


图 1.1 原子行为与温度的关系

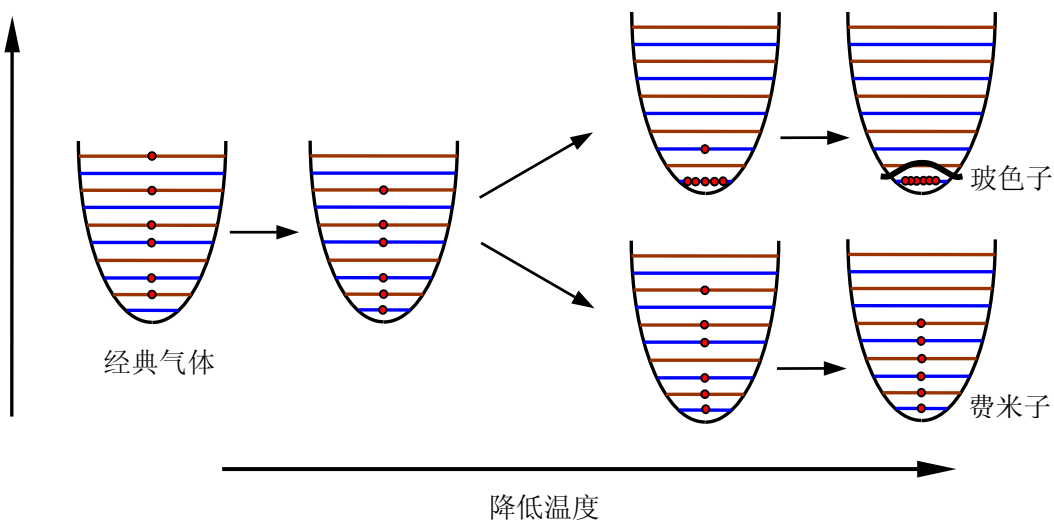


图 1.2 玻色子与费米子随着温度的降低，表现出不同的量子行为。

我们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：

$$\rho = n\lambda_{dB}^3 \quad (1.4)$$

当 $\rho \ll 1$ ，玻色子与费米子没有什么区别，处于这一状态下的系统有着大量的量子态，原子同时处于某一个量子态的几率是非常小的；当 $\rho = 1$ 时，量子简并开始出现。在这一温度上，原子的大小，即描述原子的德布罗意波长与两个原子之间的距离可以相比拟，原子开始感觉到彼此的存在。对于与空气密度相当的原子气体，简并温度为 10mK。

在超冷原子研究中要得到简并气体，就必须把系统的温度降到很低，实验中还有一个现实问题需要考虑。原子气体系统在很低的温度下，在达到量子简并之前几乎所有的气体都会形成固体。形成固体的过程可以这样理解，几个原子首先同时聚集在一起结合成了比较大的分子，分子之间通过联合形成团簇，最后形成固体。为了防止气体的固体化，冷原子实验中的气体密度很低，大约是空气密度的百万分之一，这样极大地降低了原子同时聚集的几率，抑制了气体固化的过程。但是由 1.4 式可知， n 很小时，要产生量子简并，德布罗意波长就必须增大，相当于温度要降到更低，目前冷原子实验中达到量子简并的典型温度在 $1 \mu\text{K}$ 左右。

1.1.3 玻色爱因斯坦凝聚 (BEC)

玻色爱因斯坦凝聚是 S.N.Bose 和 A.Einstein 两位物理学家在 80 多年前预言的一种量子现象，指在玻色子组成的系统中，在温度极低的情况下会有宏观数量的粒子聚集在系统的基态，如果温度达到绝对零度，所有的粒子都聚集在系统基态的现象。BEC 本质上是一个量子相变过程，相变发生的临界条件是相空间密度 $\rho \geq 2.612$ 。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 中发现的超流现象被认为是由一定程度上的 BEC 导致的，但是由于 ^4He 原子之间的相互作用太强，掩盖了产生的凝聚特征，不是一个理想的研究系统。稀薄原子气体中原子之间的相互作用很弱，并且可以对这个系统进行操控。因此稀薄原子气体 BEC 的实现让人们兴奋不已。自从 1995 年 BEC 实现之后，一直是研究的热点，这是因为：1) BEC 是一个具有弱相互作用的超流体。过去对超流体的研究一直局限在液氦中，但液氦内部原子之间很强的相互作用极大地影响了对超流性质的研究。2) BEC 真正实现了由海森堡不确定关系限制的相干物质波，我们可以用原子光学和量子光学中的概念来描述它。3) 在操纵和探测 BEC 过程

中发展起来的技术可以进行精密测量等实验。对 BEC 历史的总结和系统性文献可以参阅[11-14]。

1.1.4 量子简并费米气体 (DFG)

BEC 实现之后,人们自然就会想到与玻色子性质完全不同的费米子的冷却问题,并且很快在这一问题上取得了突破。1999 年, JILA 的 Jin 小组[10]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,到目前为止,世界上已有 13 个研究小组[10, 15–31]报道实现了 DFG。表 1.2 是实现 DFG 的研究小组的研究情况,包括所采用的原子系统,得到 DFG 时的原子数目以及达到的最低温度。除了在碱金属系统中实现费米气体以外,在其他元素气体中也实现了 DFG,如 ^3He [30]、 Yb [31]等。

Atomic species	N_F	T/T_F	Group	Reference
$^{40}\text{K}(9/2, 9/2) - ^{40}\text{K}(9/2, 7/2)$	7×10^5	0.50	JILA1	[10]
$^6\text{Li}(3/2, 3/2) - ^7\text{Li}(2, 2)$	1.4×10^5	0.25	Rice1	[15]
$^6\text{Li}(3/2, 3/2) - ^7\text{Li}(2, 2)$	4×10^3	0.20	ENS1	[16]
$^6\text{Li}(1/2, 1/2) - ^6\text{Li}(1/2, -1/2)$	10^5	0.50	Duke1	[17]
$^6\text{Li}(1/2, 1/2) - ^{23}\text{Na}(1, -1)$	1.4×10^5	0.50	MIT1	[18]
$^{40}\text{K}(9/2, 9/2) - ^{87}\text{Rb}(2, 2)$	10^4	0.30	LENS	[19]
$^6\text{Li}(1/2, 1/2) - ^6\text{Li}(1/2, -1/2)$	10^5	0.2	Innsbruck	[20]
$^6\text{Li}(1/2, 1/2) - ^6\text{Li}(1/2, -1/2)$	1.6×10^5	0.15	Duke2	[21]
$^{40}\text{K}(9/2, -9/2) - ^{40}\text{K}(9/2, -5/2)$	1.6×10^6	0.21	JILA2	[22]
$^6\text{Li}(3/2, 3/2) - ^7\text{Li}(2, 2)$	7×10^7	0.10	Rice2	[23]
$^6\text{Li}(1/2, 1/2) - ^{23}\text{Na}(2, 2)$	7×10^7	0.05	MIT2	[24]
$^6\text{Li}(1/2, -1/2) - ^6\text{Li}(1/2, 1/2)$	8×10^4	0.43	ENS2	[25]
$^{40}\text{K}(9/2, 9/2) - ^{87}\text{Rb}(2, 2)$	6×10^5	0.32	Zurich	[26]
$^6\text{Li}(3/2, 3/2) - ^{87}\text{Rb}(2, 2)$	10^5	0.17	Tubingen	[27]

$^{40}\text{K}(9/2, 9/2)-^{87}\text{Rb}(2, 2)$	3×10^6 (9×10^5)	0.2 (0.1)	Hamburg (K.Bongs)	[28]
$^{40}\text{K}(9/2, 9/2)-^{87}\text{Rb}(2, 2)$	4×10^4	0.09	Toronto	[29]
$^3\text{He}-^4\text{He}$	2.1×10^6	0.45	Amsterdam	[30]
^{173}Yb	1×10^4	0.37	Kyoto	[31]

表 1.2 实现 DFG 的各研究小组及其实验结果。(F, m_F) 表示原子的某一自旋态; N_F 表示最终获得的原子数; T/T_F 表示得到的最低温度; T_F 是费米温度。

1.1.5 玻色费米混合气体 (BFM)

既然所有的粒子不是玻色子就是费米子, 且它们遵守两种不同的量子统计规律, 那么产生和研究玻色子与费米子的简并混和物也是非常有意义的。最早研究的玻色—费米简并混和系统是具有强相互作用的 $^4\text{He}-^3\text{He}$ 混合物。玻色费米混合气体起初是作为实现量子简并费米气体的一种手段被提出来的, 但是很快就发现它有许多不可比拟的优点。比如, 虽然光学晶格中的费米子为模拟金属中费米子的激发提供了一个很好的实验系统, 但是光学晶格不能象凝聚态物质晶格那样提供所有的作用, 尤其是在光晶格中没有诸如光子激发等现象, 而这对我们研究和理解 BCS 区域的超流现象非常必要。这一困难可以在玻色费米系统中得到解决, BFM 可以研究由于玻色子激发产生的费米子对, BEC 中的光子可以提供形成库珀对和费米超流所需要的有效的吸引作用。玻色费米气体其它方面的应用还包括产生玻色子和费米子形成玻色子分子以及超固体相的产生等等。因此 BFM 的研究也受到了广泛关注。目前, 被研究的 BFM 主要有 ^{23}Na 和 ^6Li [18, 24], ^6Li 和 ^7Li [15, 16], ^{40}K 和 ^{87}Rb [19, 32]等。

1.2 简并费米气体实验方案的选择

量子简并气体实验研究采用了两大冷却技术: 激光冷却和蒸发冷却。这两种技术在物理本质上来讲是不同的。激光冷却, 诸如塞曼减速、磁光阱冷却与俘获以及偏振梯度冷却等等, 与原子的量子统计特性无关, 也就是说激光冷却对玻色子或费米子的冷却效果是相同的。这主要是因为, 1), 激光冷却原子是单个原子与光场的作用, 是一个单体问题; 2), 激光冷却得到的冷原子样品还远没有达到简并条件, 因此原子的统计特性显现不出来, 原子表现出来的行为仍然是经典粒子。蒸发冷却

是通过原子之间的相互碰撞达到冷却原子的目的，是一个多体问题。蒸发冷却是在激光冷却的基础上进行的，可以得到更低的温度，在这种情况下必须考虑原子的量子统计特性。

1.2.1 费米子冷却方案

一对碰撞的原子可以用量子力学波函数 Ψ 来描述， Ψ 又可以表示为

$$\Psi = \chi_{spin} \Phi_{space} \quad (1.5)$$

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。其中 Φ_{space} 可以按照两个原子之间的相对角动量 L 展开为：

$$\Phi_{space} = \Phi_{space}(L=0) + \Phi_{space}(L=1) + higher \quad (1.6)$$

$\Phi_{space}(L=0)$ 表示两个原子正碰的情况，是对称的，而 $\Phi_{space}(L=1)$ 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。因为对于处在同一个自旋态的粒子，无论是玻色子还是费米子， χ_{spin} 总是对称的。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，费米气体因此无法通过蒸发冷却达到量子简并。这也是导致 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，表 1.2 中 Jin 小组[10]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 [33]，目前成为冷却费米气体中使用较多的方法。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。其中 ^{40}K 和 ^{87}Rb 成为选用较多的一个系统。

1.2.2 为什么使用玻色子与费米子同时冷却？

在费米气体研究中，人们更多地采用了上述第二种方案，即同时囚禁玻色子与费米子，这是因为与囚禁不同自旋态的费米子相比，这种方案更有优点。

首先, 如果采用费米-费米冷却方案, 在蒸发冷却过程中, 随着温度的降低, 系统中能量比较低的状态越来越多地被费米子占据, 设占有率是 f , 则蒸发冷却的效率与 $1-f$ 成正比, 因此蒸发冷却的效率会越来越低, 直到完全停止。

其次, 在费米-费米蒸发冷却过程中, 费米子的冷却彼此依赖于与对方的碰撞和逃逸, 因此随着蒸发冷却的进行, 处于不同态的费米子的数量都不断降低。而在玻色-费米系统中, 费米子的冷却是通过与玻色子的碰撞实现的, 蒸发掉的是玻色子, 从理论上讲费米子的数目可以保持不变。

第三, 使用玻色-费米系统, 不仅可以进行费米气体的研究, 还可以进行玻色费米混合气体的研究, 可以在一个系统平台上开展更多的工作, 这是显而易见的。

1.2.3 为什么选择 ^{87}Rb 和 ^{40}K ?

在我们的实验系统中, 选择了 ^{87}Rb 和 ^{40}K 作为工作原子, 主要基于以下一些考虑:

1, 碱金属原子具有相对简单的能级结构, 被广泛应用于冷原子研究中。在碱金属原子中, 只有 ^6Li 和 ^{40}K 是费米子, 因此只能从两者之中选择。这两种原子各有优缺点。 ^6Li 在自然界中的含量比较高, 自然丰度的金属锂单质就可以满足 ^6Li 冷原子实验, 但它的熔点是 180.54°C , 饱和蒸汽压很低, 不利于直接从真空气室中进行俘获。锂原子激光冷却与俘获实验中, 通常要把锂原子源加热到 400°C 左右, 采用塞曼减速装置先对原子束进行减速, 然后再进行磁光阱俘获。这增加了实验技术的难度和实验装置的复杂性。 ^{40}K 的优点是可以直接从背景气体中进行俘获, 但是它的含量很低, 而且买不到同位素 ^{40}K 含量比较高的单质金属或碱金属释放剂。只能买到 ^{40}K 含量比较高的氯化钾, 必须制作 ^{40}K 含量比较高的钾源。制作钾源尽管有一定困难, 但是却可以减小整个实验系统的复杂性, 是一种比较好的选择。其次, 在同步冷却过程中, 原子之间的碰撞性质以及作为冷却中介的玻色子的热容等, 都会对实验结果产生很大的影响。 ^{87}Rb 是第一个被冷却到量子简并的原子, ^{87}Rb 的散射长度 $a=99a_0$, 非常有利于蒸发冷却的进行, 因此选用 ^{87}Rb 来冷却 ^{40}K 。

2, 碱金属原子的激光冷却和俘获都是使用 D_2 线, ^{87}Rb 原子的 D_2 线对应波长是 780nm , ^{40}K 原子的 D_2 线波长是 767nm 。这两个波长比较接近, 并且这一波段的半导体激光器与激光放大器都比较成熟。实验中可以使用共同的光学元件, 光纤等, 简化了实验系统。

3, 采用铷钾系统, 除了进行与费米子相关的研究外, 还可以进行玻色-玻色

研究, 如意大利小组[34]开展了 ^{87}Rb 和 ^{41}K 的研究工作。

4, 我们的系统是在冷却 ^{87}Rb 原子的系统上改造成的, 铷钾系统是目前研究比较多的系统之一。

1.3 费米气体相关的实验研究

1.3.1 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, 近年来它极大地促进了这一领域的发展。利用 Feshbach 共振可以任意地改变原子之间的相互作用进而控制原子的行为。Feshbach 现象是物理学家 H.Feshbach[35]在原子核物理研究中首先发现的。在 20 世纪 90 年代初, Tiesinga 等[36]预言了在碱金属原子气体系统中存在有 Feshbach 共振, 并指出在这些系统里原子碰撞的散射长度可以通过改变磁场来调节。在 1998 年, MIT 的 Ketterle 小组[37]率先在钠系统中观测到了 Feshbach 共振现象, 紧接着在玻色子系统 ^{85}Rb [38,39], ^{87}Rb [40, 41], ^7Li [42, 43]、 ^{133}Cs [44]和费米子系统 ^{40}K [45], ^6Li [46,47]以及异核系统 $^{23}\text{Na}-^6\text{Li}$ [48]、 $^{87}\text{Rb}-^{40}\text{K}$ [49-51]中也先后观测到了 Feshbach 共振现象。当前, Feshbach 共振已经用在一系列的实验中, 如超精细光谱[44], BECs 的扩散与塌缩[52], 明亮物质波孤子的产生[42, 43], 超冷分子的形成[22, 23, 25, 53-56], 分子 BEC 的实现[20, 57-59], 超冷费米气体中的费米对凝聚[60-62]等等。

Feshbach 共振可以这样简单理解。两个基态原子的相互作用势如图 1.3 所示, 在 r 很小时, 原子之间有很强的排斥作用; 在 $r \rightarrow \infty$ 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, 它本质上是原子偶极矩之间的相互作用。原子之间的相互作用势很深, 包含大量的束缚分子态。当两个自由原子的散射态能量与一个束缚分子态的能量相等的时候就会发生 Feshbach 共振现象。在散射过程中, 两个自由原子之间的相互作用势通常叫做开通道, 而包含有分子态的势阱叫做闭通道。当开通道和闭通道描述的原子处于不同的塞曼子能级时, 可以通过调节外部磁场改变他们之间的相对位置。

随着磁场的调节, 原子之间的散射长度趋于发散。在 Feshbach 共振附近, 散射长度 a 随磁场的变化关系可以表示为:

$$a = a_{bg} \left(1 - \frac{\omega}{B - B_0}\right) \quad (1.7)$$

其中 a_{bg} 表示在开通道内的原子之间的背景散射长度， B_0 是形成分子态的磁场值， ω 是 Feshbach 共振的磁场宽度，定义为磁场 B_0 与 $a=0$ 时的磁场值之间的距离。图 1.4 是 ⁴⁰K 原子之间的散射长度随磁场变化的关系。可以看到，在远离 Feshbach 共振的地方，散射长度 a 很小，在 Feshbach 附近， a 急剧增大。

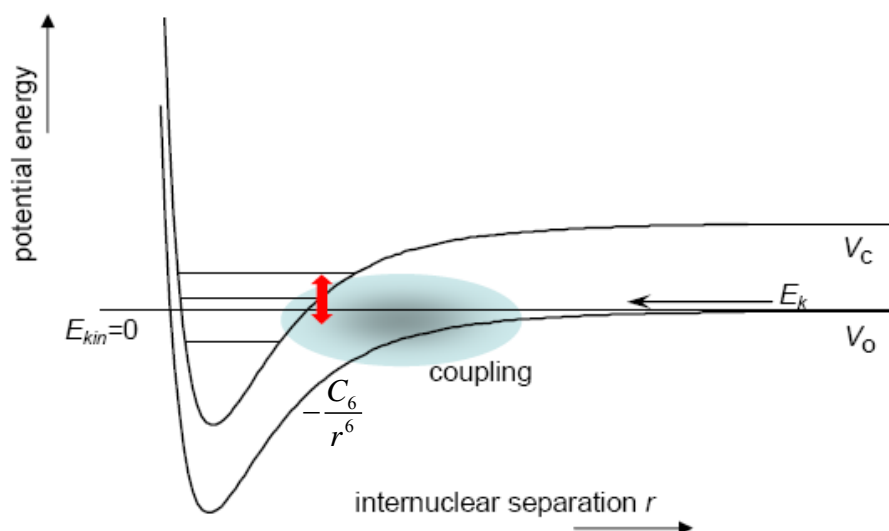


图 1.3 Feshbach 共振发生过程示意图。 V_0 表示开通道， V_c 表示闭通道，如果从开通道入射的两个原子的散射能等于闭通道内的一个分子态的能量时，就会发生 Feshbach 共振。

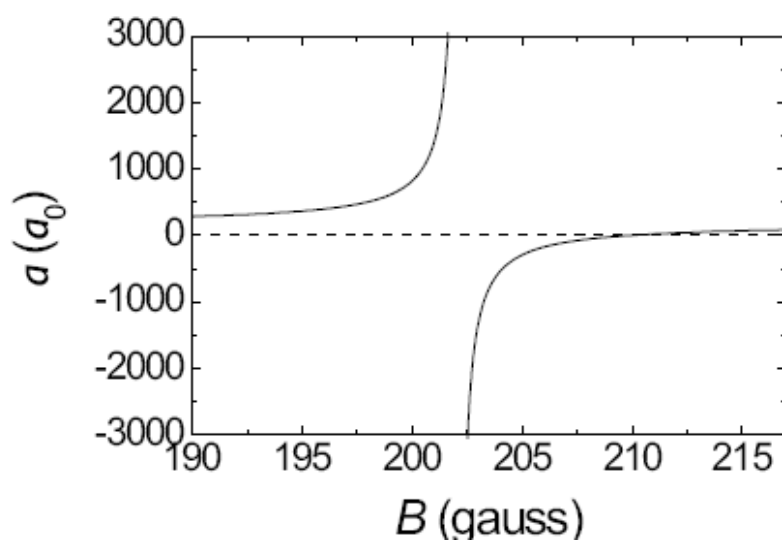


图 1.4 Feshbach 共振附近散射长度 a 随磁场变化的关系曲线。图中数据采用的是 ⁴⁰K 的两个自旋态 $\langle 9/2, -7/2 \rangle$ 和 $\langle 9/2, -9/2 \rangle$ 产生的 Feshbach 共振。[63]

1.3.2 超冷分子和费米凝聚

超冷原子取得的成功对超冷分子[64,65]的研究起到了刺激和促进作用。分子具有振动和转动自由度，为操纵和控制分子提供了更多的可能性。制备完全可控的量子分子态，建立类似于原子光学体系的分子光学成了冷分子研究的目标。超冷分子的实现具有重要意义。首先，超冷分子可以用于高精度光谱学和寻找永久性电偶极矩的研究[66]；其次，可以开展分子之间的超冷碰撞研究；再次，开展可控的分子缔合与分解的新型相干化学研究，等等。但是与原子的激光冷却不同，分子由于缺乏闭合的循环跃迁不能进行激光冷却。为了冷却与俘获分子，过去人们主要采用的方法有：一是在磁阱中使用缓冲气体进行冷却[67]；二是用静电场进行分子减速与俘获[68, 69]。

冷原子的实现为冷分子研究开辟了新的途径。利用冷原子实现冷分子主要有两种方法，一种是通过光缔合的方法产生分子。1987年Julienne等人[70]首次提出光缔合的方法，1998年首次在实验上探测到了光缔合分子[71—73]。图1.5表示的是两个原子在光场的激发下形成分子态的过程。

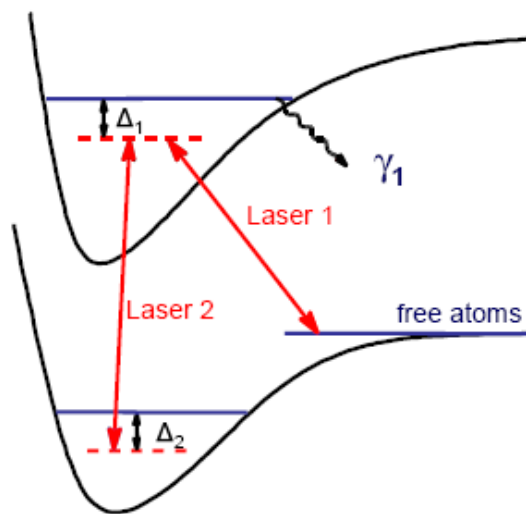


图 1.5 用光缔合方法从超冷原子中产生超冷分子。在激光 1 (laser 1) 作用下，单光子跃迁可以形成寿命很短（几个 ns）的激发态分子；在两束激光作用下，受激喇曼跃迁可以产生基态分子。

另一种是利用 Feshbach 共振现象，通过调节磁场来产生分子。最近，Jin 小组[57]，Ketterle 小组[58]和 Grimm 小组[20]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的 BEC 凝聚体。

1.3.3 BCS-BEC 交叉区域的研究

量子统计特性在很大程度上决定着量子气体的性质。在温度足够低的情况下，玻色子形成 BEC，费米子形成费米海。那么，如果一种粒子的量子统计特性改变时，即费米子结合成玻色子或者玻色子费米化时，会发生什么现象呢？事实上，当两个费米子结合形成一个玻色子后，费米特性并不一定完全消失，而是依赖于两个原子之间的相互作用强度。

如果原子之间的作用很强，费米子自由度将被冻结起来，费米统计特性无法体现，费米子形成的原子对可以看作是纯粹的玻色分子并且能够进行 BEC 凝聚。如果原子之间的作用很弱，则这两个原子可能仍然具有很强的费米特性，费米子原子形成库珀对，可以形成 BCS 超流体。成对的费米子之间的距离可能比气体原子之间的平均距离大许多。许多理论研究都试图解释 BEC 和费米超流(超导)之间的联系。1980 年，Leggett 等[74]人指出 BEC 和费米超流是一般理论下的两种极限情况。这两种极限情况的根本区别是费米子在成对时束缚的程度。处于 BEC 区域与 BCS 区域之间的称之为交叉区。BEC-BCS 交叉区是三十多年来理论研究[75-79]的热点问题。现在使用超冷费米气体和 Feshbach 共振技术使得对这一区域进行研究成为可能，因为 Feshbach 共振可以控制和改变原子之间的相互作用力，从而可以连续地从 BEC 超流体变化到 BCS 超流体。

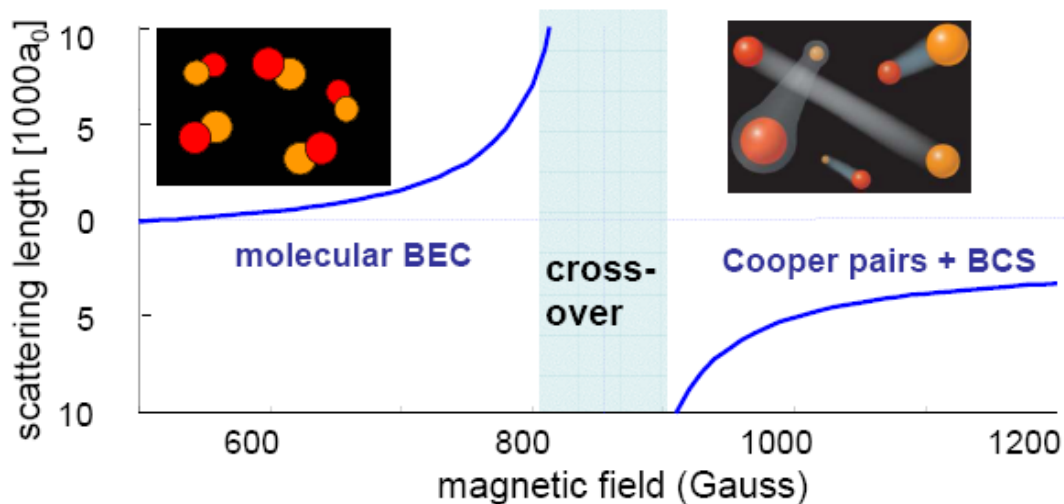


图 1.6 BEC-BCS 交叉区域示意图。通过 Feshbach 共振技术控制费米原子之间的相互作用的强弱，可以连续地从强相互作用区（分子态）变化到弱相互作用区（库珀对）。当温度足够低时，这对应着从 BEC 超流体到 BCS 超流体的连续变化。

图 1.6 是通过调节磁场改变原子之间作用力示意图。当磁场值在 Feshbach 共振

左侧时，原子之间的散射长度是正值，弱束缚的分子态可以存在。如果磁场比较低时，两个费米子之间的束缚很强，复合玻色子分子在满足相空间密度条件下形成分子 BEC。当磁场值在 Feshbach 共振右侧时，原子之间的散射长度是负值，费米子之间是吸引作用，没有分子态存在，费米子会象金属中的自由电子气体一样形成类似于库珀对的原子对，并且形成超流体。原子之间的相互作用正比于散射长度 $|a|$ ，通过调节磁场来改变 $|a|$ 的大小。在典型的 BCS 区域，原子之间的相互作用很弱，即 $k_F |a| \ll 1$ ，在这一区域，要形成 BCS 超流体要求的温度 T_C 很低，因为

$$T_C \propto T_F \exp\left(-\frac{\pi}{2k_F |a|}\right)$$

在冷原子实验系统中，费米温度的典型值在 μK 量级，BCS 超流体要求温度在 $p\text{K}$ 量级，因此很难实现。然而在靠近 Feshbach 共振的地方，费米子之间的相互作用变得很强，散射长度 $|a|$ 很大，这使得在比较高的温度 T_C 下就可以实现 BCS 超流，这一区域叫做共振超流[75—77]。

1.3.4 光学晶格中的费米子

光学晶格和超冷原子是光学研究中的两个分枝。光学晶格是由两束或多数激光形成的强度做周期性变化的“光学晶体”，通过改变光场的时间和空间参数，可以形成各种形状的光学晶格。光学晶格作为一种技术手段在操纵和控制超冷原子研究中发挥了巨大作用，已经对凝聚态物理和量子信息处理等研究产生了重要影响。

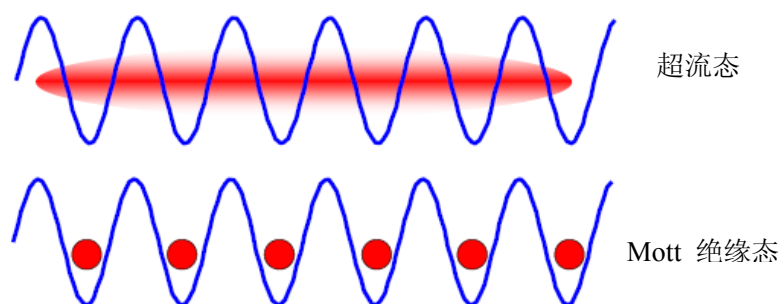


图 1.7. 光晶格中的超流态与 Mott 绝缘态。非局域的超流态具有很好的相干性，而 Mott 绝缘态在每个光格子中具有确定的原子数并且不同格子内的原子没有相位关联。

用光晶格操控冷原子可以开展许多有趣的研究，最近的实验研究主要集中在两个方面。一是超流体，原子处于许多格子中，不同格子内的原子之间具有很好的相

干性；二是 Mott 绝缘态，原子定域在一个个格子中，相邻格子内的原子之间的相干性受到抑制，如图 1.7 所示。

1998 年，奥地利 Zoller 小组[80]提出当把冷原子装载到光学晶格中时，弱相互作用的玻色子有可能变成 Mott 绝缘体。在这一理论的启发下，Hansch 小组[81]在实验中实现了 BEC 在光学晶格中从超流态到 Mott 绝缘体的转变，并且这一转变过程是可逆的，这种可逆相变有可能用于量子信息的存储和量子计算。

当前，在超流态方面开展的研究主要有 Bolch 振荡[82, 83]，自俘获[84]，集体激发[85—87]，模式装载[88]，动力学非稳定性 Landau—Zener 遂穿[89]，Josephson 结[90]等。

把费米子装载到光学晶格中同样引起人们的兴趣，这有几个原因：1，光学晶格中的费米原子与离子晶格中的电子具有很强的可比性；2，光学晶格为研究单个原子的相干效应提供了一个完全消除了相互作用的理想环境。

1.4 冷原子前沿简介

激光冷却与俘获原子的实现，不仅仅是在 BEC 和 DFG 的实验中用到。作为一种技术手段，冷原子的应用范围很广，而且冷原子本身也是许多研究的平台。同时俘获两种或多种原子在实现 DFG 过程中起到了巨大的作用，但是现在这一技术的使用范围大大拓宽。最近，Grim 小组建立了冷却 Li, K, Sr 三种元素的实验系统，可以对八种不同的同位素原子进行选择俘获，开展由费米子组成的异核分子 BEC、异核费米子对以及它们之间的 BEC—BCS 区域的研究。Hansch 小组也开展了类似的工作，他们已经成功实现了 ^{87}Rb 、 ^6Li 和 ^{40}K 三种原子的磁光阱[91]。下面列出了一些与冷原子相关的研究。

1.4.1 腔量子电动力学（腔 QED）

腔量子电动力学（腔 QED）主要研究微腔中的光场（电磁场）与原子的相互作用来认识原子-光子纠缠的动力学过程。自 20 世纪 90 年代以来，随着高品质光学微腔与原子激光冷却与俘获技术的发展与结合，原子与光子的相互作用达到强耦合。由原子、光子和几乎无损耗的腔组成的系统组成了一个介观量子系统，该系统可以研究单粒子的量子行为，已经成为探索量子物理世界若干非经典行为的重要工具，如薛定谔猫态、量子测量等等，而且在量子计算、量子态的制备以及量子通信等领

域具有重要意义[92]。这些工作都建立在光学腔中俘获中性原子的基础之上，能否实现光场与原子的强耦合的一个关键因素就在于对单原子的控制能力。冷原子俘获与操控技术的发展，是完成这些实验的必要手段。目前，山西大学光电所正在开展这方面的研究工作，已经在超高真空气室中实现了 MOT 冷却与俘获[93, 94]，现在正在把冷原子装载到光学微腔中的实验。

1.4.2 光学钟

对时间的精确测量具有重要的科学意义与现实意义。如日常生活中用到的卫星通讯和全球定位系统（GPS）等等，都依赖于精确的时间测量。随着科技的发展，对时间要求的精度越来越高。目前国际上对秒的定义是，一秒等于无扰动的铯原子（Cs）基态超精细能级之间的 9,192,631,770 次跃迁所用的时间。早期的 Cs 原子钟是使用热原子做的，随着激光冷却技术的发展出现了 Cs 喷泉钟。因为冷原子的温度可以降低到 mK 水平，减小了原子共振频率的多普勒效应，所以 Cs 喷泉钟极大地提高了时间测量的精度。目前 Cs 喷泉钟的频率相对不确定度 $\delta\nu/\nu_0$ 可以低于 6×10^{-16} [95]，即 5 亿年时间误差一秒。

Cs 原子钟是建立在微波跃迁的基础上，要进一步提高时间精度就要使用更高的原子跃迁频率 ν_0 ，现在对原子钟的研究集中在数百 THz 的光频段，这比用微波得到的时间精度高出 4 个数量级。为了实现这一结果，人们提出了在光学晶格中俘获大量的中性原子进行研究的方案。将激光冷却得到的冷原子样品装入到光学晶格中，这样既可以利用中性原子得到高信噪比的信号，又消除了离子俘获装置中的运动效应。目前，光钟的研究主要集中在金属锶（Sr）[96, 97]与钇（Yb）[98, 99]的奇数同位素 $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ 跃迁线上，这一跃迁线的自然线宽很窄（ \sim mHz），且对晶格偏振很不敏感。除了 Sr、Yb 外，用作光钟研究的还有钙（Ca）、镁（Mg）等元素。

1.4.3 超冷碰撞

在低温条件下微观粒子的德布罗意波长与原子之间的相互作用距离可以比拟，粒子之间的碰撞性质（包括弹性散射、非弹性散射等）要受到量子力学规律的支配。随着激光冷却技术的发展，原子之间的超冷碰撞在理论与实验上得到了广泛研究。如在磁阱中通过蒸发冷却技术来实现 BEC 和 DFG，成功的关键就取决于原子之间的弹性碰撞与非弹性碰撞之间的竞争。最近，对原子—分子之间[100, 101]以及分子之间[102]的超冷碰撞研究成为了新的热点。

1.4.4 原子干涉仪

干涉是一种常见的光学现象，是光的波动性的表现。利用光学干涉仪可以进行许多精密测量，但是由于受到光波长和实验设备的限制，光学干涉仪的测量精度已经不能满足人们的要求。微观粒子具有波动性，原子的波长与光波长相比要小得多，而且原子干涉仪对电场和磁场非常敏感，因此原子干涉仪技术的发展对基本物理实验的研究提供了新的方法，也有许多实际的应用。尤其是作为一种重力实验的工具，对重力加速度的精确测量[103]、重力梯度的测量[104]、等效原理的验证[105]、距离平方反比定律的验证[106-108]，万有引力常数G的测定[109]以及地球物理研究[110]等方面有重要应用。

1.5 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，玻色费米混和气体冷却研究室完成的。本论文的结构如下：

第二章，讲述量子简并费米气体实验中所涉及的实验技术的基本理论，主要有原子的基本性质，激光冷却与俘获原子的理论，包括多普勒冷却机制与磁光阱原理，原子的磁场囚禁和蒸发冷却的理论。

第三章，讲述量子简并费米气体 ^{40}K 实验系统的设计制作。主要是 $^{40}\text{K}-^{87}\text{Rb}$ 双原子磁光阱系统的各个组成部分。包括激光冷却和俘获两种原子的激光器系统，原子源，主要是钾源的制备以及两级真空系统的建立以及一些常用光学器件的用法。

第四章，讲述 $^{87}\text{Rb}-^{40}\text{K}$ 玻色费米混和气体磁光阱的实验实现以及对冷原子参数的测量。

第五章，对现阶段完成的实验工作的简单介绍。

第二章 费米气体实验的相关理论

在超冷原子物理研究中，原子的性质对实验的最终结果有着重要的影响。碱金属原子由于结构简单而被广泛采用。其次，对于在磁阱中进行蒸发冷却实现量子简并费米气体(DFG)和玻色爱因斯坦凝聚(BEC)的实验方案，通常都包括原子的激光冷却与俘获、原子的磁阱俘获和蒸发冷却这几个步骤。这些实验技术已经有了比较完善的理论。为了论文的完整性，下面对这几个过程的理论进行简单的介绍。

2.1 ^{40}K 和 ^{87}Rb 原子的性质

在 ^{40}K 的 DFG 实验研究中，我们首先对 ^{40}K 和 ^{87}Rb 原子同时进行激光冷却和俘获，得到两种原子的磁光阱(MOT)，然后对 MOT 俘获的冷原子云压缩并进一步装载到磁阱中进行蒸发冷却。在蒸发冷却阶段通过 ^{40}K 和 ^{87}Rb 原子之间的碰撞来冷却费米子 ^{40}K ，最后得到 ^{40}K 的 DFG 和 ^{87}Rb 的 BEC。因此我们需要知道这两种原子的基本性质。

铷的天然同位素有 ^{87}Rb 和 ^{85}Rb 两种，它们都是复合玻色子，自然界中的丰度分别是 27.8% 和 72.2%。 ^{85}Rb 是稳定的，它的散射长度是负值， $a = -388a_0$ [111]， a_0 是玻尔半径。散射长度是表征原子之间碰撞性质的物理量，在蒸发冷却过程中起着决定作用。散射长度为负表示 ^{85}Rb 不能形成稳定的 BEC，Weiman 小组 [112, 113] 通过 Feshbach 共振技术实现了 ^{85}Rb 原子 BEC。 ^{87}Rb 的半衰期为 4.88×10^{10} 年，因此也可以看作是稳定的。 ^{87}Rb 的散射长度 $a = 98.98a_0$ [111]，非常有利于蒸发冷却的进行，成为了第一个被冷却到量子简并状态的原子。这也是我们选择 ^{87}Rb 对 ^{40}K 原子进行同步冷却的重要原因。

钾的天然同位素有 ^{39}K 、 ^{40}K 和 ^{41}K 三种。其中 ^{39}K 和 ^{41}K 是稳定的玻色子； ^{40}K 是费米子。三种同位素在自然界中的丰度分别是 93.26%、0.012% 和 6.73%，散射长度分别是 $a_{^{39}\text{K}} = -44a_0$ ， $a_{^{40}\text{K}} = 174a_0$ 和 $a_{^{41}\text{K}} = 60a_0$ [45]。 ^{39}K 因为散射长度为负不能形成稳定的 BEC。最近，M. Inguscio 小组 [114] 通过同时俘获 ^{39}K 和 ^{87}Rb ，然后依次在磁阱和光阱中进行蒸发冷却，通过 ^{39}K 和 ^{87}Rb 之间的碰撞，得到了 ^{39}K 的 BEC。 ^{40}K 的自然丰度很低无法满足实验的要求，我们自制了 ^{40}K 丰度较高的钾源，将在下一章详细介绍。

碱金属原子的结构比较简单，除了一个弱束缚的外层电子即所谓的价电子外，其余 $Z-1$ 个电子都处于添满的壳层或次壳层，在闭合壳层的电子比价电子更挨近原子核，并且被束缚的更紧。一个闭合壳层的总角动量等于零，闭合壳层是球对称的，并且特别稳定。碱金属原子的性质主要由价电子决定。

2.1.1 原子的精细结构

轨道角动量 L 与电子自旋角动量 S 耦合产生精细结构，精细结构能级分裂一般比较大，精细能级分裂通常在几个 GHz 到几十个 nm 之间。

$$J = L + S \tag{2.1}$$

角动量 J 的取值范围是 $|L - S| \leq J \leq L + S$ ，对于单电子原子， $S = \frac{1}{2}$ ，则 $J = \left| L \pm \frac{1}{2} \right|$

当原子处于基态时， $L = 0; S = \frac{1}{2}$ 基态能级不发生分裂

当原子处于第一激发态时， $L = 1; S = \frac{1}{2}, J = \frac{3}{2} \frac{1}{2}$ 精细结构分裂为 $P_{3/2} P_{1/2}$

当原子处于第二激发态时， $L = 2; S = \frac{1}{2}, J = \frac{5}{2} \frac{3}{2} \frac{1}{2}$ 精细结构分裂为 $D_{5/2} D_{3/2}$

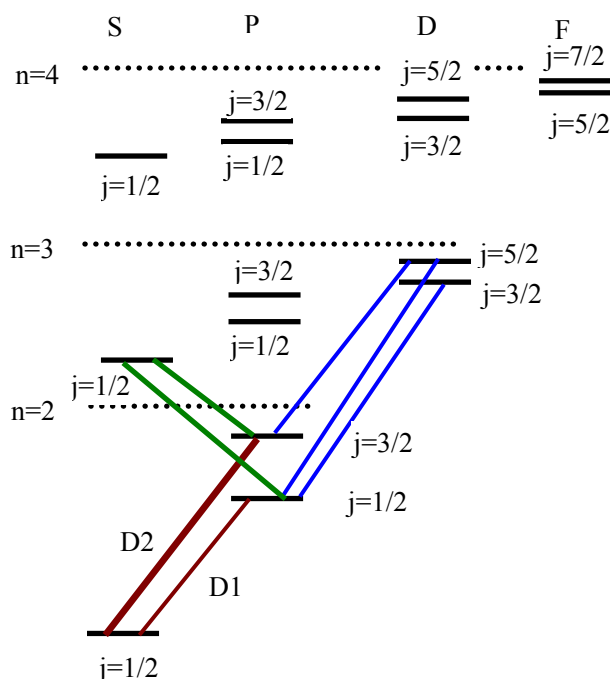


图 2.1 碱金属原子精细能级结构图。图中画出了自旋轨道耦合引起的精细能级分裂，随着 n 和 l 的增大，精细能级分裂逐渐变小。虚线表示 H 原子相应能级。光学跃迁必须满足选择定则： $\Delta l = \pm 1$ ， $\Delta j = \pm 1$ 或 0。图中画出了几条可以发生的跃迁线。

我们习惯上称基态 $S_{1/2} \rightarrow P_{1/2}$ 的跃迁线为 D_1 线，基态 $S_{1/2} \rightarrow P_{3/2}$ 的跃迁线为 D_2 线。在冷原子实验中，通常使用 D_2 线对原子进行冷却与俘获。图 2.1 是碱金属能级结构示意图。表 2.1 列出了 ^{40}K 和 ^{87}Rb 原子精细能级结构及对应跃迁线参数。

原子	基态	第一激发态	D_1 跃迁线	D_2 跃迁线
^{87}Rb	$5^2S_{1/2}$	$5^2P_{1/2} \quad 3/2$	$5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$ 794.979nm	$5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ 780.246nm
^{40}K	$4^2S_{1/2}$	$4^2P_{1/2} \quad 3/2$	$4^2S_{1/2} \rightarrow 4^2P_{1/2}$ 770.109nm	$4^2S_{1/2} \rightarrow 4^2P_{3/2}$ 766.702nm

表 2.1 ^{40}K 和 ^{87}Rb 原子精细能级结构及对应跃迁线参数

2.1.2 原子的超精细结构

原子核由中子和质子组成。中子、质子与电子一样都是费米子，具有固定的自旋角动量 $\hbar/2$ 。原子核自旋是中子和质子的轨道角动量和自旋之和。如果原子核中的质子数和中子数都是偶数，则原子核自旋是零；如果原子核中的质子数和中子数有一个是奇数，则原子核自旋是 \hbar 半整数倍；如果原子核中的质子数和中子数都是奇数，则原子核自旋是 \hbar 整数倍。表 1.1 中给出了碱金属各种同位素的核自旋。

超精细结构是由于核自旋 I 与电子角动量 J （轨道角动量与电子自旋耦合后）的耦合而产生的能级分裂。超精细能级分裂一般较小，通常为几 MHz 到几个 GHz。原子的总角动量 F 为：

$$F = J + I \quad (2.2)$$

总角动量 F 的取值范围是 $|J - I| \leq F \leq J + I$

$$H_{hf} = AI \cdot J \quad (2.3)$$

$$I \cdot J = \frac{1}{2} [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)] \quad (2.4)$$

$$\Delta E_{hf} = \frac{1}{2} hAK + hB \frac{\frac{3}{2} K(K+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)2J(2J-1)} \quad (2.5)$$

其中 $K = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$ ， A 和 B 是两个实验参量[115]。相邻两个能级之间的分裂为：

$$\Delta E_{hf}(F) - \Delta E_{hf}(F-1) = hAF + 3hBF \frac{F^2 - I(I+1) - J(J+1) + 1/2}{2I(2I-1)J(2J-1)} \quad (2.6)$$

F 表示两个相邻能级总角动量的最大值。

⁸⁷Rb 原子的核自旋 I=3/2，基态分裂为两个超精细能级，分别是 F=1 和 F=2，它们之间的分裂间距为 6.835GHz，被用来作为 Rb 原子频标的工作频率；第一激发态分裂为四个超精细能级，分别是 F=0, 1, 2, 3

⁴⁰K 原子的核自旋 I=4，基态分裂为两个超精细能级，分别是 F=9/2 和 F=7/2，它们之间的分裂间距为 1.286GHz；第一激发态分裂为四个超精细能级，分别是 F=11/2, 9/2, 7/2, 5/2

超精细结构在原子冷却过程中起着很重要的作用。如 ⁴¹K 就是因为激发态能级间隔太小致使亚多普勒冷却机制不起作用，在磁光阱冷却阶段获得的最低温度是多普勒极限温度 T=150μK。这就限制了装载磁阱时冷原子的最大密度，磁光阱冷却得到的最大密度典型值时 2×10⁹/cm³，所以 ⁴¹K 不能通过冷却 ⁸⁷Rb 的标准技术形成 BEC。意大利 M. Inguscio 小组[34]采用 ⁴¹K 和 ⁸⁷Rb 同步冷却的方案实现了 ⁴¹K 的 BEC。图 2.2 与图 2.3 分别是 ⁸⁷Rb 和 ³⁹K, ⁴⁰K, ⁴¹K 的超精细能级示意图。

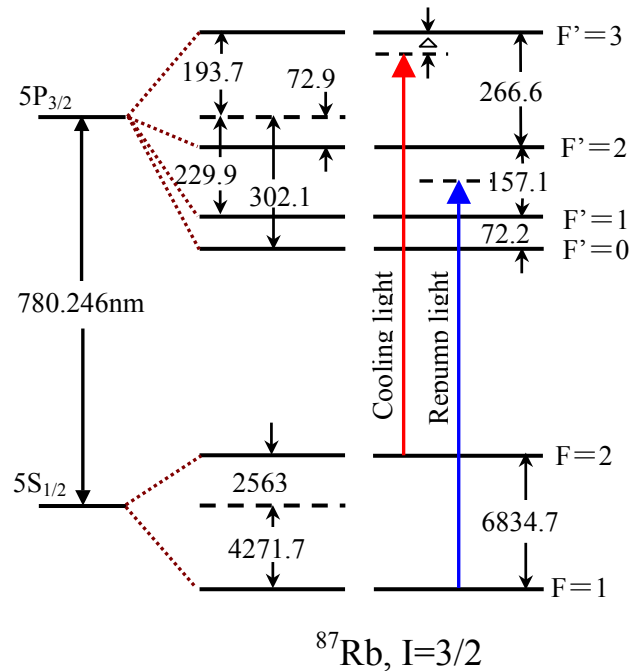


图 2.2 ⁸⁷Rb 超精细能级示意图。图中能级分裂单位是 MHz。I 表示核自旋。F 表示总自旋。

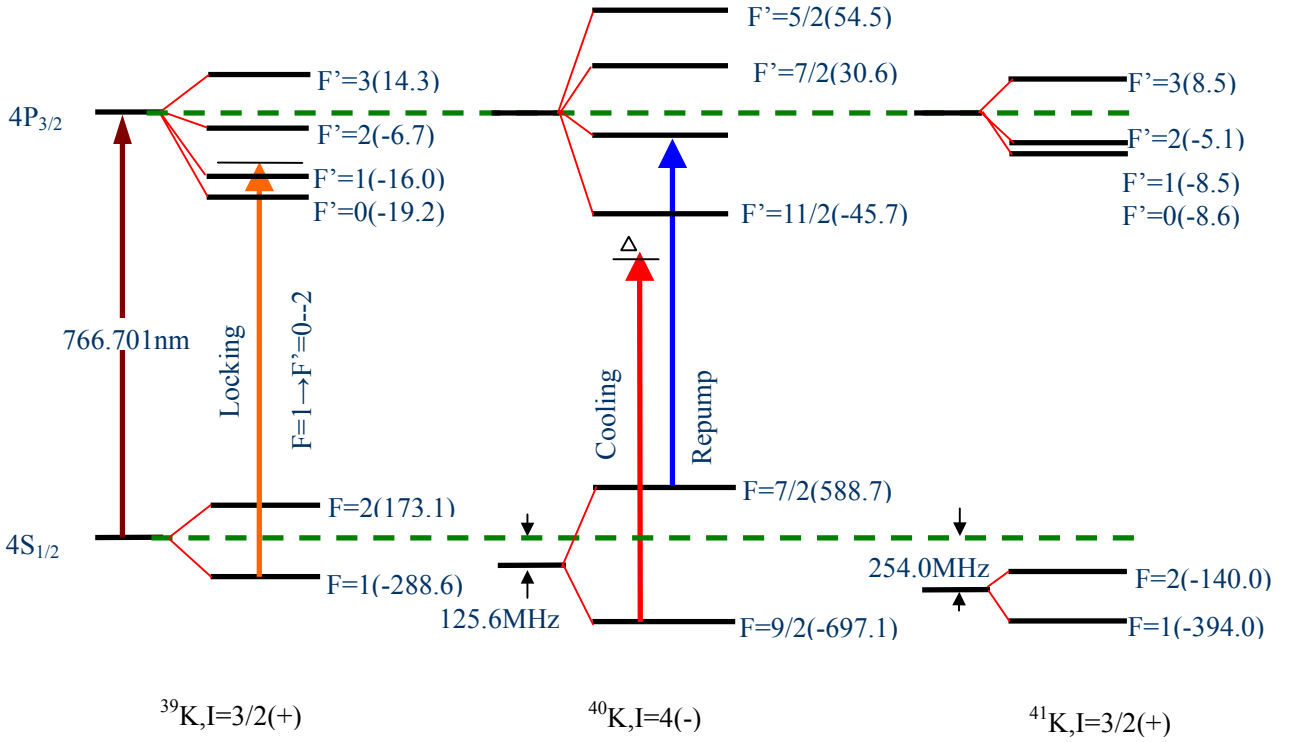


图 2.3 ^{39}K 、 ^{40}K 、 ^{41}K 的超精细能级示意图。图中能级分裂单位是 MHz。I 表示核自旋。F 表示总自旋。以 ^{39}K 的能级为参考能级[116]

2.1.3 原子超精细结构的塞曼效应[117]

塞曼效应是电子磁矩和核磁矩与外加磁场相互作用而引起的能级分裂。它完全消除了简并量子态。塞曼能级分裂很小，通常为几 Hz 到几个 MHz。碱金属原子在磁场 B 中的哈密顿量可写为：

$$H = AI \cdot J + H_Z \quad (2.7)$$

其中 I 和 J 分别对应核角动量和电子的总角动量， $AI \cdot J$ 表示基态的超精细相互作用， $H_Z = (g_l \mu_B l + g_s \mu_B s + g_I \mu_N I) \cdot B$ 表示原子的总磁矩与外加磁场的相互作用。

由于 $\mu_N \ll \mu_B$ ，忽略掉核磁矩，原子的总磁矩与外加磁场相互作用的哈密顿量变为：

$$H_Z = (g_l \mu_B l + g_s \mu_B s) \cdot B \quad (2.8)$$

其中 $g_l = 1$ 和 $g_s = 2$ 。将哈密顿量表达为轨道和自旋耦合的总自旋 \hat{j} ：

$$H_Z = \mu_B (l + 2s) \cdot B = \mu_B \frac{(\hat{l} + 2\hat{s}) \cdot \hat{j}}{\hat{j}^2} \hat{j} \cdot B \quad (2.9)$$

根据 $\hat{l} \cdot \hat{j} = \frac{1}{2}(\hat{j}^2 - \hat{s}^2 + \hat{l}^2)$; $\hat{s} \cdot \hat{j} = \frac{1}{2}(\hat{j}^2 + \hat{s}^2 - \hat{l}^2)$

哈密顿量变为:

$$H_Z = \mu_B \left(1 + \frac{j(j+1) - l(l+1) + s(s+1)}{j(j+1)}\right) \hat{j} \cdot B$$

$$= \mu_B g_j \hat{j} \cdot B \tag{2.10}$$

考虑磁场可以从零一直向大增加, 在中等强度的磁场下, Zeeman 能级分裂将与超精细能级分裂在同一量级。同时考虑超精细能级分裂和 Zeeman 能级分裂, 碱金属原子在外磁场中总哈密顿量写为:

$$H_{HF+Z} = A \hat{I} \cdot \mathbf{J} + \mu_B g_j \hat{j} \cdot B \tag{2.11}$$

从 (2.9) 看出超精细耦合表象 $|I, j, F, m_F\rangle$ 是 $A \hat{I} \cdot \mathbf{J}$ 的本征函数, 而不是 Zeeman 效应 $\mu_B g_j \hat{j} \cdot B$ 的本征函数; 然而非耦合表象 $|I, j, m_l, m_j\rangle$ 是 Zeeman 效应 $\mu_B g_j \hat{j} \cdot B = \mu_B g_j B \hat{j}_z$ 的本征函数。

在磁场作用下, 每一个超精细能级分裂为 $(2I+1) \times (2J+1)$ 个 Zeeman 子能级, 图 2.4 与 2.5 分别是 ⁸⁷Rb 和 ⁴⁰K 原子超精细结构在磁场中的塞曼分裂图[118]。

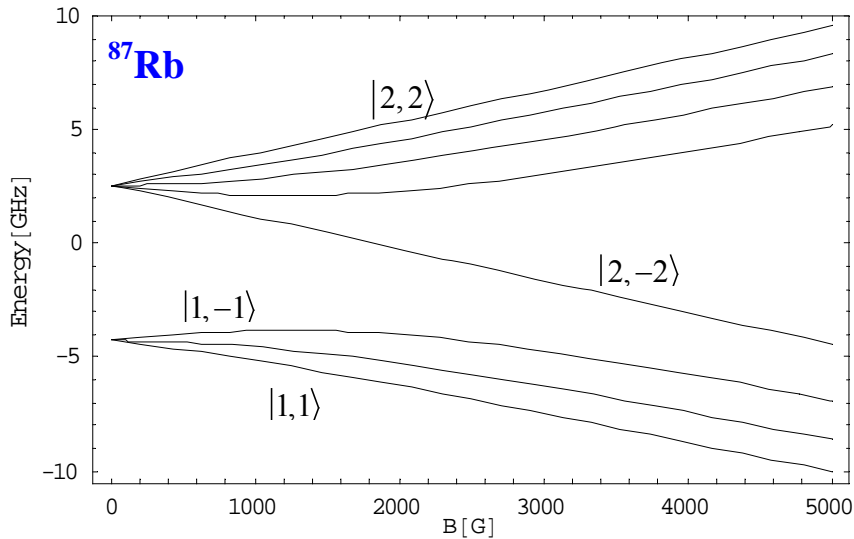
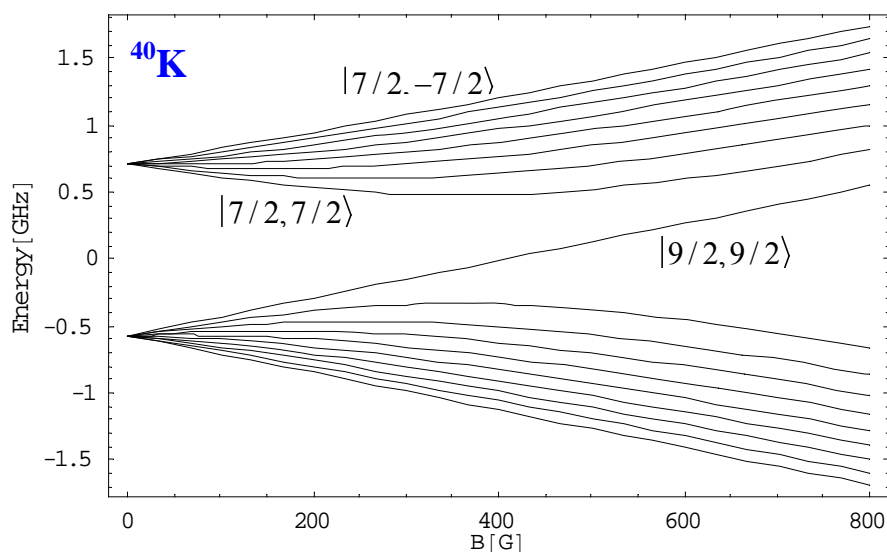


图 2.4 ⁸⁷Rb 原子在磁场中的 Zeeman 能级分裂示意图。

图 2.5 ^{40}K 原子在磁场中的 Zeeman 能级分裂示意图。

在弱磁场的条件下，Zeeman 分裂远小于原子的超精细分裂 ($\mu_B B \ll \Delta E_{hf}$)。这时原子的能量可以写为：

$$E(|F, M_F\rangle) = E(F) + m_F g_F \mu_B B \quad (2.12)$$

其中 $E(F)$ 为磁场 $B=0$ 时超精细能级的能量， g_F 为超精细能级 F 的 g -因子。由于 $\mu_N \ll \mu_B$ ，碱金属基态的两个超精细能级的 g_F 值为：

$$g_F = \pm \frac{2}{2I+1} \quad (2.13)$$

当 $m_F g_F > 0$ 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) 也叫做囚禁态，可以被磁阱囚禁。反之，当 $m_F g_F < 0$ 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) 也叫做驱逐态，不能被磁阱囚禁。

对基态 ^{87}Rb 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。

对 ^{40}K 原子，在弱磁场下， $f=9/2$ ， m_f 为正值的态都是囚禁态。

2.1.4 ^{40}K 和 ^{87}Rb 原子的饱和蒸汽压

原子的饱和蒸汽压对磁光阱的装载效率和俘获原子数的多少有着重要的影响。

蒸汽压 P_{vap} 与温度 T 有直接的关系，可以表示为：

$$P_{\text{vap}}[\text{Torr}] = 760 \times 10^A 10^{B/T} \tag{2.14}$$

其中 A 和 B 是两个参数，已在表 2.2 中给出。

	A	B	$P_{\text{vap}}@300\text{K}$
Rb	4.857	-4215	$5 \times 10^{-7}\text{Torr}$
K	4.961	-4646	$2 \times 10^{-8}\text{Torr}$

表 2.2 铷与钾在温度 300K 时的蒸汽压。A 和 B 是计算蒸汽压的两个参数

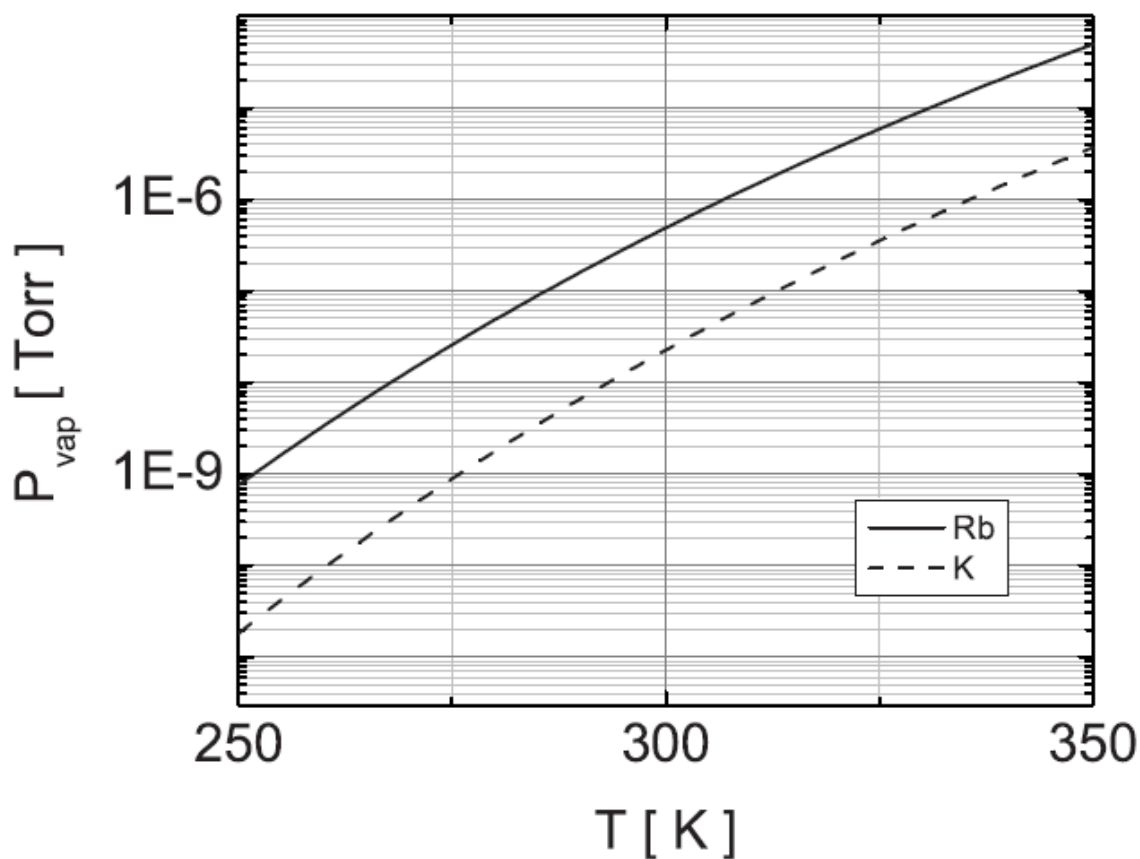


图 2.6 铷与钾在 300K 附近的蒸汽压随温度的变化关系。图中实线表示铷，虚线表示钾。[32]

图 2.6 是铷与钾在 300K 附近的蒸汽压随温度的变化关系。从图中可以看出，在同一温度下铷的蒸汽压比钾的蒸汽压高许多。在 300K 时，铷压强是钾压强的 20 多倍。钾在 328K 时的压强与铷在 300K 时的压强相等。因此钾更容易沉积在真空

系统玻璃窗口及真空管道壁上，为了防止钾原子的凝结，通常使用加热带对钾释放剂周围的管道和玻璃窗口附近进行稍微加热。

2.1.5 ^{40}K 和 ^{87}Rb 原子的碰撞性质

原子之间的碰撞是一个散射过程。在很低的温度下（几十 μK ），超冷原子的能量很低，原子之间的相互作用可以用一个参量来完全描述，通常叫做散射长度 a 。 a 是正值表示排斥相互作用， a 是负值表示吸引相互作用。弹性碰撞截面 σ 与 a 有简单的函数关系。对于可以区分的粒子，如处于不同态的原子，有 $\sigma = 4\pi a^2$ ；对于理想的玻色子， $\sigma = 8\pi a^2$ ；对于理想的费米子， σ 将会消失，即费米子之间不能发生 S 波碰撞。散射长度 a 的值可以通过磁调节 Feshbach 共振技术来改变。

在 DFG 与 BFM 实验中，玻色子之间的 S 波背景散射 a_{BB} 与玻色子-费米子之间的散射 a_{FB} 决定蒸发冷却的效果。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，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。许多小组对 ^{40}K 与 ^{87}Rb 原子之间的碰撞性质进行了研究。表 2.3 是具体的研究结果。

研究小组	a_{RbK}
LENS	$(-395 \pm 15)a_0$ [119]
	$(-205 \pm 5)a_0$ [50]
JILA	$(-250 \pm 30)a_0$ [120]
	$(-281 \pm 15)a_0$ [49]
Hamburg	$-284a_0$ [28]

表 2.3 ^{40}K 与 ^{87}Rb 原子之间的散射长度 a_{RbK}

2.2 原子的激光冷却与俘获

要改变原子的运动状态，包括减速和偏转，都依赖于光对原子的机械作用力。这种作用来源于光的电磁性质，本质上是电场对电荷、磁场对运动电荷（电流）的作用力，即静电作用力和洛仑兹力，并且这种作用力还与原子的内部状态有关。激

光对原子的冷却与俘获就是依靠这种作用力实现的。下面对光与原子之间的作用力进行简单分析。

2.2.1 光场对原子的作用力[4, 117]

在原子和光场相互作用过程中，考虑质量，动量分别为 m ， p 的二能级的原子在频率为 ω 的单色光场中运动的情况。原子受到的力由量子力学算符的期望值表示：

$$F = \langle \hat{F} \rangle = \frac{d}{dt} \langle \hat{p} \rangle \quad (2.15)$$

\hat{p} 是动量算符，量子力学算符的时间演化方程是：

$$\frac{d}{dt} \langle \hat{p} \rangle = \frac{i}{\hbar} \langle [\hat{H}, \hat{p}] \rangle \quad (2.16)$$

动量算符与哈密顿算符的对易关系可写为：

$$[\hat{H}, \hat{p}] = i\hbar \frac{\partial \hat{H}}{\partial z} \quad (2.17)$$

上式中动量算符 \hat{p} 用 $-i\hbar(\partial/\partial z)$ 进行了替代，得到原子受到的力 F ：

$$F = - \left\langle \frac{\partial \hat{H}}{\partial z} \right\rangle \quad (2.18)$$

即 F 是空间势能的梯度的负值。

在光与原子相互作用过程中，原子受到的力 F 是由激光与原子相互作用的哈密顿量引起的， $\hat{H} = -e\vec{E}(\vec{r}, t) \cdot \vec{r}$ ，因此原子受到的力为：

$$F = \langle \hat{F} \rangle = e \left\langle \frac{\partial}{\partial z} (E(\vec{r}, t) \cdot \vec{r}) \right\rangle \quad (2.19)$$

在偶极近似条件下，即假设原子很小，忽略光场在原子空间范围内的变化，得：

$$F = \langle \hat{F} \rangle = e \frac{\partial}{\partial z} \langle E(\vec{r}, t) \cdot \vec{r} \rangle \quad (2.20)$$

激光与原子相互作用的哈密顿量是非对角矩阵元。期望值可由 Rabi 频率 Ω_r 和 $\langle \hat{A} \rangle = tr(\rho \hat{A})$ 得到：

$$F = \hbar \left(\frac{\partial \Omega_r}{\partial z} \rho_{eg}^* + \frac{\partial \Omega_r^*}{\partial z} \rho_{eg} \right) \quad (2.21)$$

一般来说，光场可以表示为：

$$E(z) = E_0(z) \exp[i\phi(z)] + c.c \quad (2.22)$$

对 $\partial\Omega_r / \partial z$ 的求导可分为实部和虚部:

$$\frac{\partial\Omega_r}{\partial z} = (q_r + iq_i)\Omega_r \quad (2.23)$$

这里的实部和虚部是分别对光场的幅度和相角的导数。因此力的表达式可以写为:

$$F = \hbar q_r (\Omega \rho_{eg}^* + \Omega^* \rho_{eg}) + i\hbar q_i (\Omega \rho_{eg}^* - \Omega^* \rho_{eg}) \quad (2.24)$$

从式中看出, 原子受到的力是实数, 第一项为 $\Omega \rho_{eg}^*$ 的实部, 第二项为 $\Omega \rho_{eg}^*$ 的虚部。将 ρ_{eg} 的解代入方程得:

$$F = \frac{\hbar s}{s+1} (-\Delta q_r + \frac{1}{2}\Gamma q_i) \quad (2.25)$$

第一项正比于激光相对于原子共振频率的失谐, 第二项正比于原子激发态衰减速率。假如光场为行波场, 那么光场为:

$$E(z) = E_0(z) \exp[ikz] + c.c \quad (2.26)$$

因此 $q_i = k$, 第二项的力变为:

$$F_{scat} = \hbar k \Gamma \frac{s/2}{1+s} = \hbar k \Gamma \rho_{ee} = \hbar k \gamma_p \quad (2.27)$$

第二项的力称为激光的辐射压力, 散射力, 耗散力。其中 $\hbar k$ 为每个光子传递给原子的动量, γ_p 为总的散射速率。原子吸收光子, 因此光场定向的将动量传递给原子, 原子在激发态通过两个通道辐射出光子, 一个是受激辐射, 它以相同的方向辐射出光子, 因此不影响原子的动量, 一个是自发辐射, 它随机的向各个方向辐射出光子, 因此自发辐射出的光子平均效应对原子的动量影响为零, 所以原子获得一个定向的力, 这个力是一个光子的动量乘以总的散射速率。

2.2.2 多普勒冷却极限

原子对一束激光所受的力为:

$$F = \bar{F}_{abs} + \delta F_{abs} + \bar{F}_{spont} + \delta F_{spont} \quad (2.28)$$

前面的讨论只关心平均力, 我们知道平均自发辐射力 $\bar{F}_{spont} = 0$, 因此原子受到的平均散射力为 $\bar{F}_{abs} = F_{scat}$ 。而前面没有考虑它们的起伏项 δF_{abs} 和 δF_{scat} 。与计算相干态光场起伏一样, 平均光子数为 n 的光场, 噪声起伏为 \sqrt{n} 。在 t 时刻内, 原子散射的平均光子数为:

$$N = \gamma_p t \quad (2.29)$$

因此自发辐射的均方根速度为:

$$\overline{v_{spont}^2} = v_r^2 \gamma_p t \quad (2.30)$$

吸收项的起伏也为 \sqrt{N} 也存在均方根速度为：

$$\overline{v^2}_{abt} = v_r^2 \gamma_p t \quad (2.31)$$

将这两项起伏代入能量运动方程得：

$$\frac{1}{2}M \frac{d\overline{v^2}}{dt} = 4E_r \gamma_p - a\overline{v^2} \quad (2.32)$$

求稳态解对时间的求导为零，于是得到：

$$\overline{v^2} = 4E_r \gamma_p / a \quad (2.33)$$

由温度和速度的关系： $\frac{1}{2}M\overline{v^2} = \frac{1}{2}k_B T$ ，我们将 γ_p 和 a 的解代入方程得：

$$k_B T = \frac{\hbar\Gamma}{4} \frac{1 + (2\Delta/\Gamma)^2}{-2\Delta/\Gamma} \quad (2.34)$$

该函数在 $\Delta = -\Gamma/2$ 有最小值，因此可得多普勒冷却极限：

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} \quad (2.35)$$

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。

$$T_R = \frac{\hbar^2 k^2}{2mk_B} \quad (2.36)$$

表 2.4 是几种常见原子的多普勒冷却极限和光子反冲极限温度。

	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 2.4 几种原子的多普勒冷却极限与反冲极限温度。

2.2.3 磁光阱

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，即必须形成原子阱。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[121]、光学阱[122]和磁光阱[5, 6]等。

光学阱是指处于光场中的原子，在光场的作用下产生电偶极矩，感生电偶极矩与光场相互作用，使原子感受到与光场强度成正比的偶极力作用，形成了光学阱(optical traps)。

磁学阱(magnetic traps)是指对于基态具有能级简并的原子，在不均匀磁场中受到原子磁偶极矩与磁场相互作用产生的磁偶极力的作用形成的阱。磁场不可避免地对所研究的原子能级产生影响，在不希望光场干扰的情况下，静磁阱就是一种选择。

磁光阱(magneto-optical traps, MOT)是指原子受到光场散射力与非均匀磁场的共同作用，使原子跃迁不但与光强有关，还与所处位置有关，同时避免了 Earnshaw 定理[123]的限制，形成了磁光阱。

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。

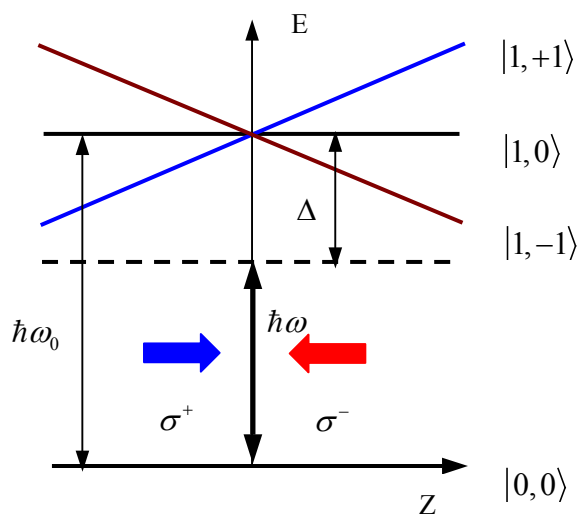


图 2.7 原子磁光阱原理图一维情况原理示意图

图 2.7 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 $B(z)=Az$ ，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。由于中心位置两边的磁场方向相反，因此激发态的三个 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，

$$\begin{aligned}
 F_{MOT} &= F_{scatt}^{\sigma^+}(\nu - k\nu - (\omega_a + \beta z)) - F_{scatt}^{\sigma^-}(\nu + k\nu - (\omega_a - \beta z)) \\
 &\approx F_{scatt}^{\sigma^+}(\nu - \omega_a) - \frac{\partial F_{scatt}^{\sigma^+}(\nu - \omega_a)}{\partial(\nu - \omega_a)}(k\nu + \beta z) - F_{scatt}^{\sigma^-}(\nu - \omega_a) - \frac{\partial F_{scatt}^{\sigma^-}(\nu - \omega_a)}{\partial(\nu - \omega_a)}(k\nu + \beta z) \\
 &= -2\frac{\partial F}{\partial \Delta}(k\nu + \beta z) \tag{2.37}
 \end{aligned}$$

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，图 2.8 是三维磁光阱典型结构示意图。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。

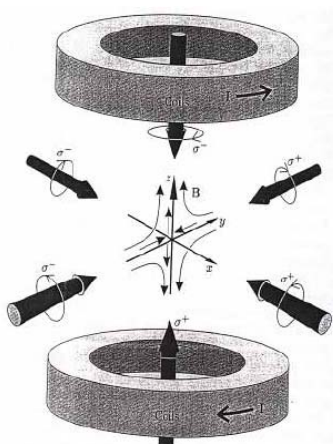


图 2.8 磁光阱典型结构示意图。磁光阱由三组相互垂直且两两对射的激光束组成，它们具有相互垂直的圆偏振态；梯度磁场由一对反向亥姆霍兹线圈提供（线圈中箭头所指为电流方向）

2.3 磁阱

一些原子（如碱金属原子）的基态具有磁距，在不均匀磁场中会受到力的作用，对这样的原子可以形成静磁阱，用以俘获和囚禁中性原子。但是在一般条件下磁场梯度为 $10^1 \sim 10^3 \text{G}$ 数量级，磁阱还是太浅，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超冷原子。如果磁阱中俘获的原子初始密度足够高，通过蒸发冷却技术可以使原子气体达到量子简并，形成玻色气体的 BEC 和费米气体的 DFG。

用来囚禁中性原子的最简单的磁阱是四极阱[124]，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，

$$\vec{B} = b(x\hat{e}_x + y\hat{e}_y - 2z\hat{e}_z) \quad (2.38)$$

于是磁场强度为：

$$B = b(x^2 + y^2 + 4z^2)^{1/2} \quad (2.39)$$

当囚禁低场趋向态的原子运动到磁场中心为零附近处，这时原子的 Zeeman 子能级处于简并，能量相差很小，由于磁场的噪声或扰动会引起 Zeeman 子能级之间的跃迁，当原子跃迁到高场趋向态时，磁场变为非束缚势阱，原子远离势阱中心，原子被损失。因此我们必须堵住磁场势阱底部的漏洞。也就是要求磁阱的最低磁场强度不为零。用几种方法可以构造出空间磁场极小值非零的磁阱。构造出的磁阱分为两种形式，一种是时间轨道势 (TOP 阱)，另一种是 Ioffe-Pritchard 阱 (IP 阱)。我们对用到的实验中 IP 阱进行讨论。

2.3.1 Ioffe-Pritchard 阱 (IP 阱)

四根平行导线放置在正方形的四个角上，相临导线的电流方向相反，这样产生两维的四极阱，如图 2.9 所示：

$$\vec{B}_{quadr} = \begin{pmatrix} bx \\ -by \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.40)$$

两个线圈电流同向(Helmholtz configuration)中心轴与四根平行导线的中心轴重合，产生的磁场为：

$$\vec{B}_{pinch} = \begin{pmatrix} Cxz \\ -Cyz \\ B_0 + \frac{1}{2}C[z^2 - (x^2 + y^2)/2] \end{pmatrix} \quad (2.41)$$

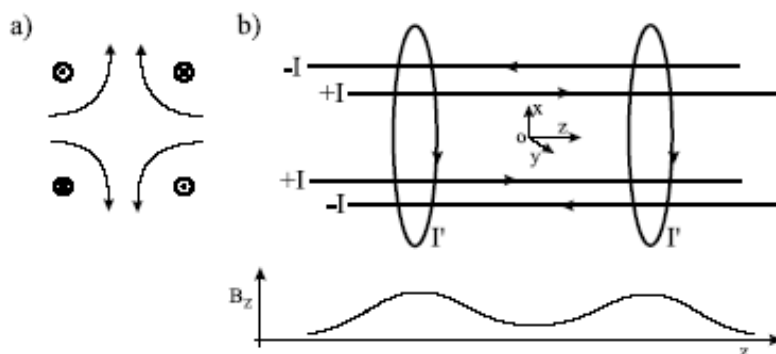


图 2.9 Ioffe-Pritchard 阱结构示意图

那么两个磁场叠加后的总磁场强度为：

$$\begin{aligned}
 B &\cong \sqrt{\left(B_0 + \frac{1}{2}C[z^2 - (x^2 + y^2)/2]\right)^2 + b^2(x^2 + y^2)} \\
 &\cong B_0 + \frac{1}{2}Cz^2 + \frac{1}{2}C_{rad}(x^2 + y^2)
 \end{aligned} \tag{2.42}$$

这里 $B_0 > bx, by$, $C_{rad} = \frac{b^2}{B_0} - \frac{C}{2}$ 。

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。

2.3.2 QUIC 阱

QUIC 阱由四极线圈和 Ioffe 线圈混和构成的。图 2.10 是 QUIC 阱线圈组合示意图。x 方向为四级线圈的轴向，y 方向为 Ioffe 线圈的轴向，正方向指向 Ioffe 线圈一方。通常在实验中，四级线圈和 Ioffe 线圈的轴线相交于超高真空气室的几何中心。

QUIC 磁阱形成以后，磁场最小值点不是处于四级线圈与 Ioffe 线圈轴线的交点上，而是位于 y 轴方向靠近 Ioffe 线圈的一个位置上。

QUIC 磁阱在中心附近产生的磁场与 IP 阱产生的磁场几乎相同。在 y 方向上，磁场分布在靠近最小值附近时是抛物线型，在 x 与 z 方向上，近似于线性分布，但是在靠近中心的位置，x 和 z 方向磁场分布可以近似为抛物线型，

$$B(x, y, z) = B_0 + \frac{1}{2}B_x''x^2 + \frac{1}{2}B_y''y^2 + \frac{1}{2}B_z''z^2 \tag{2.43}$$

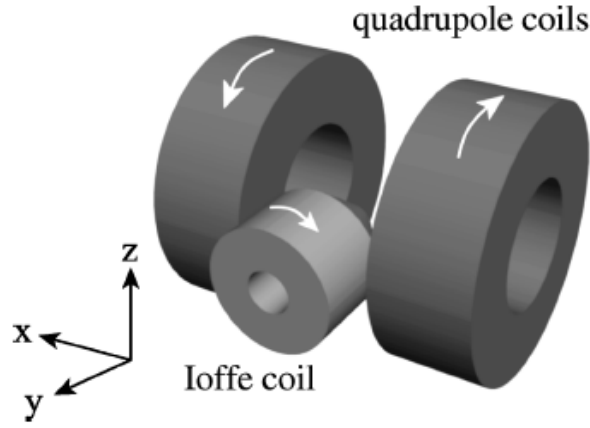


图 2.10 QUIC 阱线圈组合示意图[125]

其中 B_x'' , B_y'' , B_z'' 分别为磁阱中心处磁场在 x 方向, y 方向, z 方向的曲率, 计算得到, 在中心附近 x 和 z 方向的对称性还是很好的, 即 $B_x'' \approx B_z''$, 则 QUIC 阱的磁场分布可以写为

$$B(x, y, z) = B_0 + \frac{1}{2} B_r'' r^2 + \frac{1}{2} B_y'' y^2 \quad (2.44)$$

其中 $B_r'' = (B_x'' B_z'')^{1/2}$ 为磁场的径向曲率, $r^2 = x^2 + z^2$ 。原子在磁场中的势能为,

$$\begin{aligned} U(r, y) &= \mu B_0 + \frac{1}{2} \mu B_r'' r^2 + \frac{1}{2} \mu B_y'' y^2 \\ &= U_0 + \frac{1}{2} m \omega_r^2 r^2 + \frac{1}{2} m \omega_y^2 y^2 \end{aligned} \quad (2.45)$$

其中 $\mu = m_F g_F \mu_B$ 为原子处于 $|F, m_F\rangle$ 上的磁距, ω_r 和 ω_y 是原子在 QUIC 阱中径向和轴向上的运动圆频率。

2.4 蒸发冷却

实验中实现 BEC 和 DFG 的最后一步是对囚禁在磁阱或光阱中的冷原子进行蒸发冷却。1985 年 Hess[126]提出了利用蒸发冷却来冷却原子的方案并指出可以使囚禁原子气体发生 BEC 相变。随后冷却了囚禁在磁阱中的自旋极化的氢原子[127]。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 小组也是利用同样的方法第一次实现了简并费米气体。在理论上, 对蒸发冷却过程的研究已有许多, 下面只定性的做一说明, 细细讨论可以参考[128, 129]

用激光冷却不可能得到温度低于 μK 而又同时保持高密度的原子气体。这主要

有以下几个原因：一是在高密度下，原子系统成为光密介质，共振光难以深入气体内部；二是高密度原子散射的光将被另外一些原子吸收，使原子之间产生排斥力，影响原子气体密度的进一步提高；三是光吸收使原子激发，激发态原子与基态原子之间的碰撞是非弹性碰撞，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。

通过激光冷却可以把原子冷却到多普勒温度极限以下（但高于反冲极限）。这些原子很容易装入磁阱中，蒸发冷却可以有效地进一步冷却原子。蒸发冷却过程就像一杯热茶，蒸汽挥发带走茶水的热量，使茶水冷却下来。同样的道理，囚禁在磁阱中的原子气体在一定的温度下，存在一个动能分布，蒸发冷却是有选择地将动能比平均动能大很多的（较热的）原子抛出阱外，留下动能较小的原子。如此，剩余原子的平均动能小于蒸发前的平均动能，原子系统经过热碰撞弛豫后温度降低。

对蒸发冷却过程做如下假设：

- 1, 气体原子是各态历经的，即在相空间（包括坐标与动量）中原子的分布只决定于它们的能量和阱的性质；
- 2, 气体性质可以用经典统计描述，原子的相空间密度离发生量子相变的要求还比较远；
- 3, 气体原子之间的碰撞为 s 波散射过程，即弹性碰撞，碰撞截面 $\sigma_{el} = 8\pi a^2$ ，其中 a 为 s 波散射长度，非弹性碰撞过程可以忽略；
- 4, 蒸发过程不破坏热平衡，即热弛豫速率远大于冷却速率；
- 5, 从阱中逸出的原子不再与阱中的原子发生能量交换，即“完全蒸发”。

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。

在磁阱中通过降低磁场电流来降低磁阱高度进行蒸发冷却不太有效，因为势阱变的很浅，原子密度很低。在磁阱中，可以通过射频场驱动束缚的 Zeeman 自旋态向非束缚自旋态跃迁来精确控制蒸发冷却过程。射频场频率为 ω_{RF} 将驱动距势阱中心 r 处的 Zeeman 能级态之间的跃迁 $\Delta M_F = \pm 1$ ，径向距离 r 满足：

$g_F \mu_B (B_0 + Cr^2) = \hbar \omega_{RF}$ 。热原子在势阱振荡超出这个径向距离，因此射频场将这些热原子激发跃迁到非束缚自旋态。

对于光偶极力势阱，通过降低光强可以有效的蒸发冷却获得 BEC 和 DFG。

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 双原子磁光阱 (MOT) 的实验装置。MOT 的实现是进行量子简并费米气体 (DFG) 的第一步。我们的实验方案采用前后两级 MOT 来实现 DFG。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, 得到深度冷却的冷原子, 然后把冷原子装载到磁阱中进行蒸发冷却得到 DFG。从真空气室背景气体中冷却和俘获原子是目前采用比较多的一种实验方案。要实现原子的磁光阱冷却与俘获, 必需具备以下条件: 一是建立一套稳定的激光器系统; 二是具有冷原子源; 三是建立满足实验要求的真空系统。下面分别介绍这几个方面的工作。

3.1 ^{40}K 和 ^{87}Rb 原子冷却的半导体激光系统

在超冷原子物理研究领域, 使用激光对原子进行冷却、俘获与操控[130]已成为非常成熟的技术。半导体激光器以其价格低、可靠性高、操作简单等优点而被广泛采用。半导体激光器的缺点主要有两方面, 一是输出功率比较小, 二是商用激光二极管的波长范围有一定限制。针对这两个方面的不足, 人们采取了相应的措施, 基本上解决了这些问题。

对于半导体激光器功率偏小的问题, 目前已经有比较成熟的半导体激光放大器, 能够在输入功率很小的情况下, 得到比较大的功率输出, 如德国 Toptica 公司生产的半导体激光锥形放大器 (Tapered Amplifier, TA) 在输入功率几十毫瓦时, 输出功率可以达到瓦级以上。并且这种放大器可以同时放大两束或多束频率比较接近的激光。在 ^6Li 和 ^7Li 实验中, Ferrari 等[131]人首先提出了一种简单稳定的半导体激光系统方案, 他们采用两台半导体激光器作为光源, 两束光的频率相差可以达到 12GHz, 稳频后注入同一个 TA 进行放大, 同时产生用于 ^6Li 和 ^7Li 磁光阱的冷却光和再抽运光。用作冷却 ^{40}K 和 ^{87}Rb 的 D_2 跃迁线分别为 767nm 和 780nm, 波长相差是 13nm, 因此可以使用相同的反射镜、棱镜、光纤和放大器。目前, 采用将 ^{40}K 和 ^{87}Rb 的冷却光和再抽运光注入到同一个 TA 中放大后得到比较大的功率来进行铷钾原子的冷却与俘获已被许多研究小组采用 [132-134]。

此外，注入锁定技术[135]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。当差别较小时，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；当差别较大时，可以对激光器进行低温制冷来改变波长[136, 137]。

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）和一台 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，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。

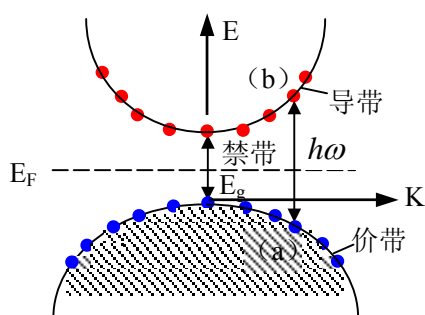


图 3.1 热平衡状态下直接带隙半导体激光器能带结构及电子占据能级情况示意图

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,甚至会瞬时锁定激光器。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,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。

外腔反馈通常是在外部加上一个光学色散元件，如光栅、F-P 腔等把一部分输出光反馈回去，相当于增加了激光振荡腔的腔长，对空间模式和频率都会起到重新选择的作用，激光器的输出特性还受到反馈光相位的影响。图 3.2 是两种常用的光栅反馈方式。有关外腔反馈半导体激光器（ECDL）的文献[138—141]已经很多，下面只作定性介绍。

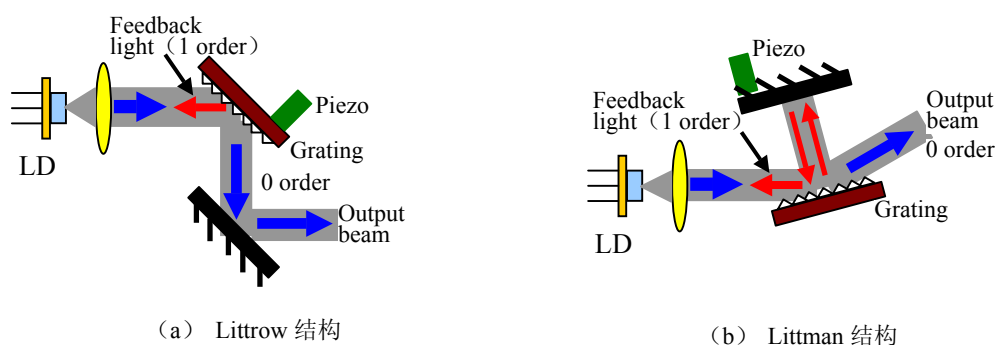


图 3.2 光栅外腔反馈半导体激光器原理图

在外部加上光栅让一级衍射光反馈回激光器，零级光作为输出光形成 ECDL，由于光栅的色散作用，反馈回激光器的一级衍射光中不同波长的光被散射开来，调节光栅的反馈角度使其中某一个波长的光由于增益最大而形成稳定的振荡，同时其它频率的振荡由于无法获得足够的增益而受到抑制。这样通过调节光栅的反馈角度可以在一定的范围内调谐激光器的波长，如图 3.3 中的红线所示。采用光栅反馈的方法调谐波长时，距离中心波长比较远的边模由于增益较小而无法形成稳定的振荡，所以通过光栅调节波长的范围不是很大，一般是 5—8nm。当然，如果使用镀有减反膜的 LD 波长的调谐范围会很宽，可以达到 30—40nm。可是镀减反膜的 LD 价格昂贵，在实际工作中受到了一定的制约。

另一方面，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

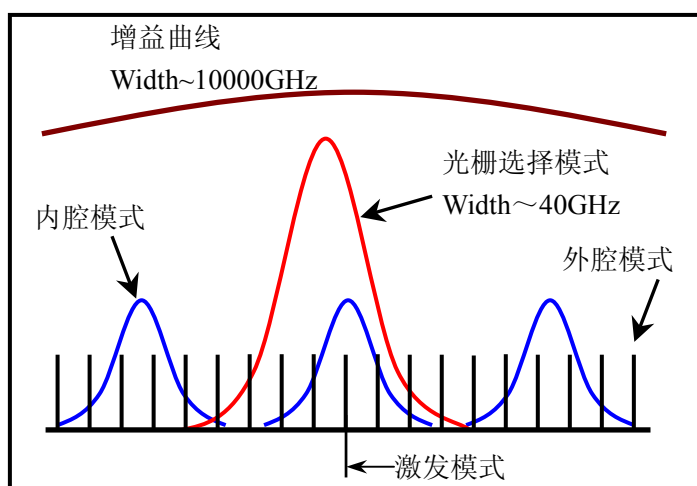


图 3.3 外腔光栅反馈半导体激光器原理示意图

激光器的腔长和驱动电流，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，而且成本便宜，因此受到了人们的关注[142]。在下面我们自制的低温下宽范围外腔光栅反馈半导体激光器中，使用普通的集成运算放大器 LF356 和一些电阻、电容制作了一个简单的电路，如图 3.4 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。

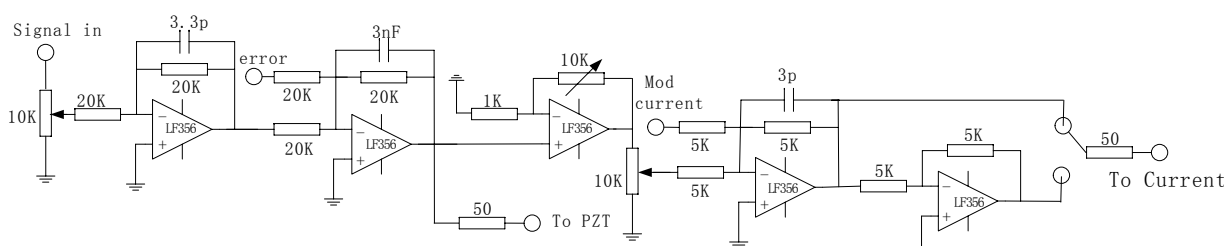


图 3.4 可以同时调谐光栅压电陶瓷的电压和激光器的驱动电流的电路图。

3.1.3 低温下宽范围外腔光栅可调谐半导体激光器[143]

半导体激光器的增益曲线会随着温度的变化而发生移动，当温度降低时，增益曲线向波长减小的方向移动，输出激光的波长减小。因此可以通过改变激光二极管的工作温度来改变输出激光的中心波长。另一方面我们也期望通过外腔反馈的方法改善激光器的性能。为了实现这一目标，我们试制了基于降温技术的宽范围可调谐

激光器。利用降温的方法，先把激光器的中心波长冷却到需要的波长附近，然后结合外腔光栅反馈技术，把波长精确地调谐到需要的波长上。

对一般激光二极管来说，温度系数的典型值是 $0.25\text{nm}/^\circ\text{C}$ 。如果实际需要的波长比 LD 的标称波长（通常是 25°C 时的波长）越小，温度降低的就越大。要想得到比较低的温度，最关键的是要有一个高效的制冷系统。过去人们采用液氮进行冷却得到比较低的温度，但是操作起来非常麻烦。最近有人[136, 137]利用半导体制冷块对 LD 冷却，取得了比较理想的效果。

半导体制冷块(TEC)利用半导体电偶对的珀尔贴效应来实现制冷，没有任何转动部件，具有无震动、无噪音、体积小等特点，是一种比较理想的制冷器件。为了将 LD 冷却到比较低的温度，我们采用两级制冷的方式。但是两级制冷又产生一个新问题。因为 TEC 的效率很低，只有百分之十几，在制冷的过程中 TEC 本身会产生大量的热，第一级 TEC1 产生的热量就成了第二级 TEC2 的主要负载，如果第二级 TEC2 不能及时将这些热量带走，必然引起第一级 TEC1 热面温度的增加，致使制冷效率降低。因此通过优化设计选择合适的 TEC 组合，才能实现最佳制冷效果。

第二，除了有一个高效的制冷系统外，尽量减小负载才能保证制冷系统正常工作。如果 LD 的温度很低而周围大气的温度很高，热量将以传导、对流和辐射等方式从大气传输给 LD，这时周围的大气就成了很大的负载，因此必须尽量减小大气对 LD 的加热作用。解决的办法是先用绝热材料把 LD 整个罩起来，减小 LD 与空气的接触面积，再把 LD 和准直透镜一起密封在一个盒子里，使盒子内的空气与盒子外面的空气隔离，然后把盒子里除了光路通过的部分外，都用绝热塑料泡沫塞满，减小盒子内的空气量和空气的流动，这样在最大程度上减小空气对 LD 的加热作用。同时，空气中的水蒸汽在温度很低时会结成冰。如果水蒸气在 LD 的表面凝结成冰，就会对通过的激光束产生散射作用，影响激光器的性能。当采取了密封与隔离措施后，盒子内的空气是与外界隔离的，加上盒子内的大部分空间都由塑料泡沫填充，盒子内的空气量很有限，水蒸气的含量很少，再往盒子内放入一小袋干燥剂，进一步吸收空气中的水蒸汽，确保不会在 LD 表面结冰。

图 3.5 是我们制作的半导体激光器结构示意图。激光二极管 (Sharp LT025MDO) 在 25°C 自由运转时的波长是 789nm ，使用两个半导体制冷块 (TEC) 组成级联方式对二极管制冷，LD 安装在紫铜热沉 I 中，通过对塞入热沉 I 中的热敏电阻 (MFH103-3380 \pm 1%) 阻值的测量来确定 LD 的温度。热沉 I 下面是 $15\text{mm}\times 15\text{mm}\times 3\text{mm}$ 的制冷块 TEC1，大小为 $40\text{mm}\times 40\text{mm}\times 5\text{mm}$ 的紫铜热沉 II 与 TEC1 的热面

相连接，用来吸收 TEC1 热面的热量，以保证 TEC1 的两面具有较大的温差。准直透镜（Thorlabs, C230TM-B）装在一个紫铜块上并固定在热沉 II 上。热沉 II 的下面是制冷块 TEC2（30mm×30mm×4mm），TEC2 直接放置在一个密封性很好（IP65 标准）的铝盒上，铝盒大小为 100mm×100mm×80mm，壁厚为 4mm。铝盒固定在一块大散热片上，可以及时将 TEC2 热面传导给铝盒的热量散发掉，避免铝盒温度升高引起盒内温度的反弹。热沉与 TEC I，TEC II 与铝盒以及铝盒与散热片接触的地方都涂有导热硅脂，保证良好的导热效果。所有需要固定的地方都使用尼龙螺丝，杜绝不同温度部分之间的热传递。出光孔用一片镀有双面减反膜的平面窗口密封。盒子里放入一小袋干燥剂用来吸收空气中的水分。图 3.6 是我们测得的激光器自由运转时波长、阈值随温度的变化关系。在-20℃时，LD 输出激光波长为 780.3nm。

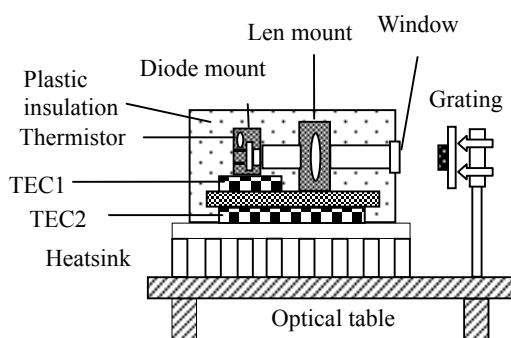


图 3.5 低温制冷激光器结构示意图

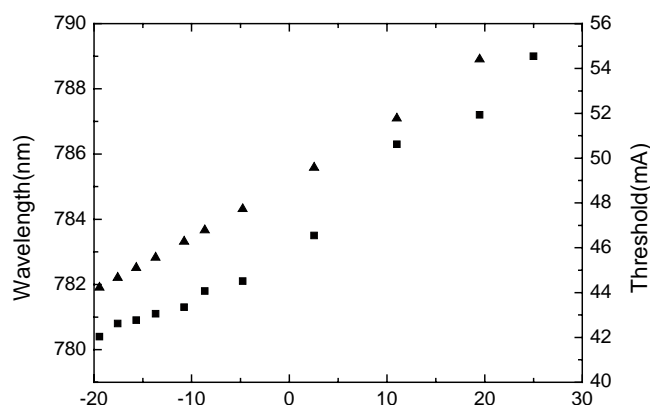


图 3.6 激光器自由运转时波长和阈值随温度变化的关系。图中方块代表波长，三角代表阈值。

铝盒和光栅一起固定在一个自制的小平台上，光栅架在一个三维光学镜架上，光栅的后面有一个压电陶瓷，通过调节三维光学镜架可以改变光栅的反馈角和俯仰角，能够调谐激光器的波长和反馈光的强度；扫描压电陶瓷的电压相当于细调激光器的腔长，能够在一定的范围内扫描激光器的频率。光栅的一级衍射光反馈回激光器，零级光作为输出光形成 Littrow 结构的 ECDL，得到了窄线宽低噪声的激光输出。

为了测试激光器的性能，我们搭建了一个简单的实验装置，如图 3.7 所示。实验中使用的的光栅是 1200 线/mm，大小是 $12.7\text{mm} \times 12.7\text{mm}$ (Edmund Optics T43-772)，对 780nm 激光，光栅与激光出射方向之间的夹角是 27.9 度；光栅的一级衍射效率是 20%，衍射损耗约 20%，当激光器注入电流为 90mA 时，得到了 11mW 的激光输出。输出激光通过一个与光栅底座相连的高反镜反射输出，这样调节光栅的角度输出光的方向保持不变。实验中通过调节三维光学镜架，激光器的波长可以从 774nm 调到 782.6nm。因为 LD 没有镀减反膜，所以调谐的范围不是很宽。扫描压电陶瓷的电压，可以扫描出铷原子 D_2 线的一个吸收峰，如图 3.8 所示。当以适当的比例同时扫描光栅压电陶瓷的电压和激光器的电流时，可以在 10GHz 的范围内连续扫描而不跳模，图 3.9 是扫描得到的一组完整的铷原子 D_2 线饱和吸收谱线。我们利用平衡零拍探测技术测量了激光器的强度噪声，实验装置如图 3.7 所示，每只探测器前的功率为 $270\mu\text{W}$ ，用频谱分析仪 (HP8890L) 记录光电流信号，如图 3.10 所示，在 1.3MHz 以后，激光器的强度噪声与散粒噪声极限 (SNL) 基本相等。

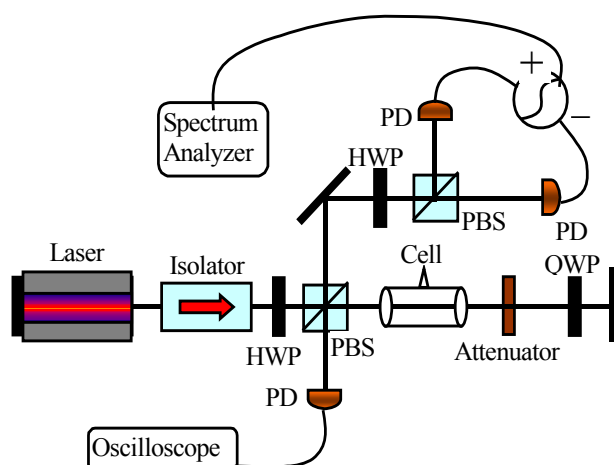


图 3.7 实验装置示意图。

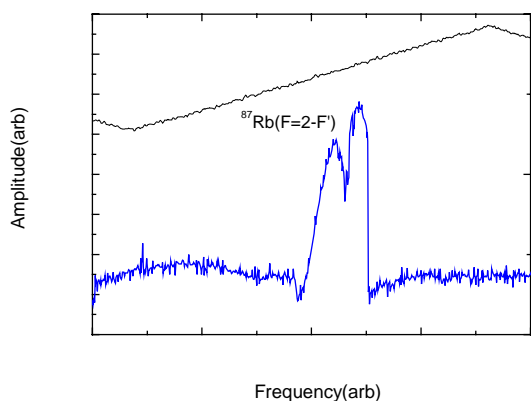


图 3.8 扫描压电陶瓷观察到的铷原子的饱和吸收谱线

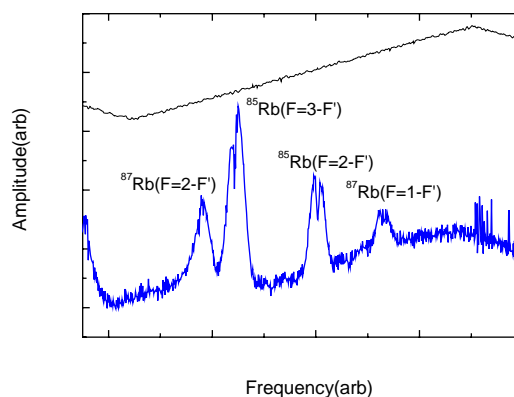


图 3.9 同时扫描压电陶瓷的电压和激光器的电流观察到的铷原子的饱和吸收谱线

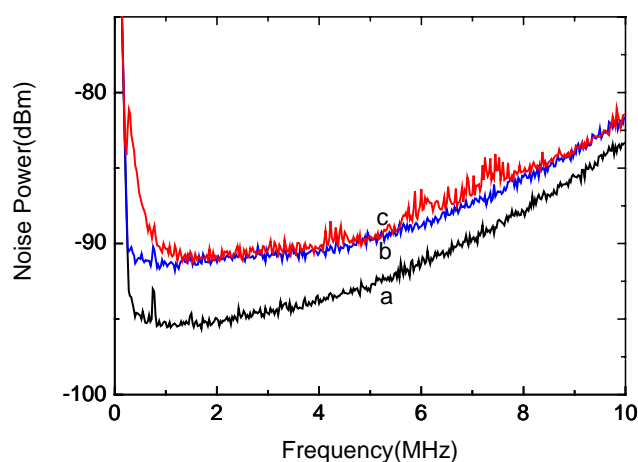


图 3.10 激光器强度噪声曲线。a: 电子学噪声；b: 散粒噪声基准；c: 激光器强度噪声

3.1.4 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的现象。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 3.11 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。

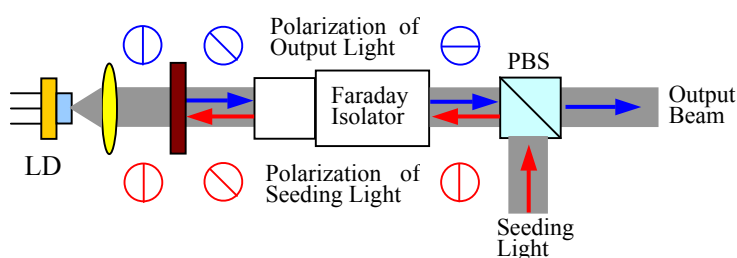


图 3.11 注入锁定原理图

3.1.5 半导体激光放大器的研制

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。当注入功率增大到一定值时，放大器会出现饱和现象。放大器的增益范围也很宽，因此不仅可以放大某一频率的激光，而且可以同时放大处于增益曲线内的多个频率的激光，这尤其有利于冷却两种或多种原子的情况。解决了半导体激光器功率较小的缺点，得到满足冷原子实验的激光功率。但是商业放大器很贵，许多小组[134, 137]都自己制作。我们试制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。放大器芯片（EYP-TPA-0780-01000-3006-CMT03-0000, eagleyard photonics）的输出功率为 1000mW，发射区长度 2750 μm ，固定在一个紫铜热沉上。紫铜块下面是一个 30mm \times 30mm 的半导体制冷块，用来对放大器进行精确控温。放大器与热沉一起固定在 IP65 标准铝盒中进行密封。控温仪和电流源是我们所自行设计生产的。图 3.12 是放大器光路图。放大器工作时，输入和输出端都有自发辐射的荧光。用两个准直透镜（Thorlabs, C240TM-B）先对荧光进行准直。因为输出端荧光的发散角很大且在水平和竖直两个方向的发散角不同，首先对竖直方向进行准直，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，得到呈基模高斯分布的输出光束。图 3.13 是在注

入激光功率为 9.8mW 的条件下，测得的放大器输出功率与注入电流的关系。

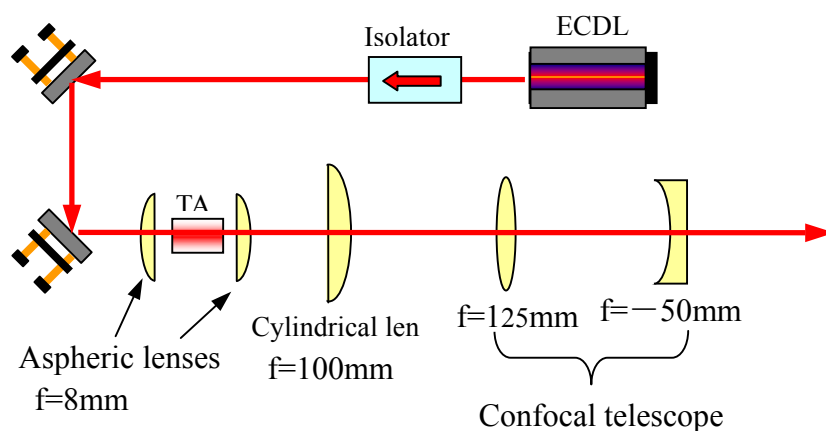


图 3.12 半导体激光放大器光路示意图

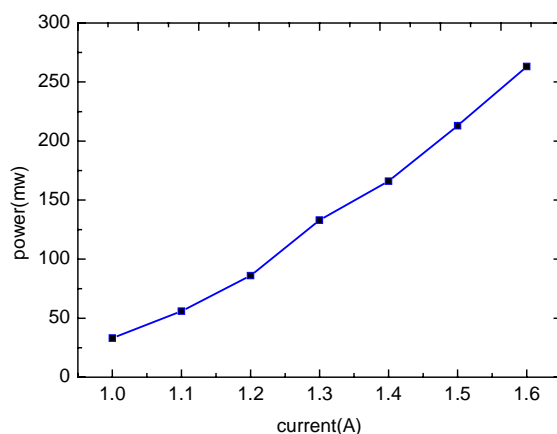


图 3.13 放大器注入功率与输出功率的关系

3.2 半导体激光器的稳频

激光器本身具有良好的单色性，相干性和频率稳定性。目前自由运转的半导体激光器的线宽典型值是几 MHz 的量级。外腔反馈可以压窄激光器的线宽，提高频率稳定性，ECDL 的线宽可以达到几百 kHz 量级。但是随着科学的不断深入，尤其是随着中性原子的激光冷却和俘获，玻色爱因斯坦凝聚，简并费米气体，原子

钟，腔量子电动力学等研究领域的不断发展，对激光器频率稳定性和线宽的要求越来越高，为了满足这一要求，人们提出了各种不同的方法来实现激光器的频率锁定。当前，稳频后的激光器线宽可以达到 Hz 量级[144, 145]。

主动稳频的方法都是基于这样的思想：即选择一个具有良好稳定性的参考标准，如原子的特定吸收谱线，高精度 F-P 腔的共振频率等，然后把激光器的频率锁定在参考频率上，当环境因素变化引起激光器频率漂移时，与参考频率比较会产生一个误差信号，通过伺服电路系统将这一误差信号加载到激光器的电流和压电陶瓷上来控制激光器的频率。从而达到激光器稳频的目的。在中性原子的激光冷却与俘获实验中，通常以原子的特征吸收谱线作为频率标准，采用饱和吸收光谱技术，把激光器的频率锁定在吸收线的峰上。这里简要介绍饱和吸收的原理。

3.2.1 饱和吸收光谱简介

图 3.14 是一个简单的饱和吸收实验装置，一束激光穿过原子气室后，通过一个衰减片和一个四分之一波片后被反射沿原路返回，偏振方向旋转 90° ，反射光从棱镜反射输出。由光电探测器探测。

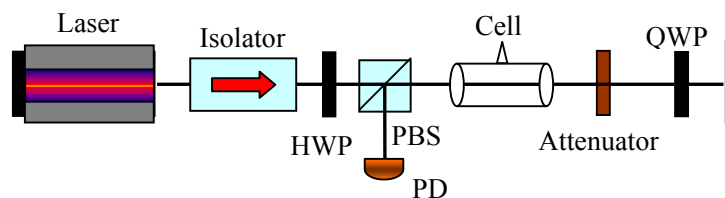


图 3.14 饱和吸收实验装置

注入光束是泵浦光，功率比较强，衰减后的弱的反射光束是探测光，两束光具有相同的频率。泵浦光与某一速度 $v = (v - \omega_a)/k$ 的原子相互作用，将原子激发到上能级，由于泵浦光光较强，在原子基态布居上出现一个烧孔，它的宽度为功率加宽

$$\Delta\omega_{hole} = \Gamma' = \Gamma\sqrt{1+s_0} = \Gamma(1+I/I_{sat})^{1/2} \quad (3.5)$$

我们扫描激光器的频率，1) 当激光频率远失谐原子共振频率，由于泵浦光与探测光方向相反，泵浦光与探测光与不同速度的原子相互作用，因此泵浦光不影响探测光的吸收。2) 当激光频率接近原子共振频率时，两束光同时与速度为零的原子相互作用，泵浦光引起的烧孔效应将减小对探测光的吸收，从而使探测光在吸收曲线背景中出现一个窄的峰。可以看到在一个大的多普勒吸收背景中出现一个窄的透射峰。

3.2.2 饱和吸收光谱中的交叉吸收峰

在饱和吸收光谱中，一个大的多普勒吸收背景中有两条能级跃迁吸收线，在两条能级跃迁的中间频率处也出现一个窄的透射峰，称为交叉吸收线。当激光频率在两条能级跃迁的中间频率时 $\omega_{12} + (\omega_{13} - \omega_{12})/2$ ，泵浦光在速度分别为 $v = \pm(\omega_{13} - \omega_{12})/2k$ 的对称两处产生烧孔效应，探测光对能级 $1 \rightarrow 2$ 的跃迁将由泵浦光对 $1 \rightarrow 3$ 跃迁产生的烧孔效应而影响，因此减少吸收，同时探测光对能级 $1 \rightarrow 3$ 的跃迁将由泵浦光对 $1 \rightarrow 2$ 跃迁产生的烧孔效应而影响，也减少吸收，因此在两条能级跃迁的中间频率处也出现一个窄的透射峰，两个跃迁能级产生三个窄峰。

3.2.3 调制转移光谱技术

调制转移光谱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。

3.2.4 饱和吸收技术稳频[146]

饱和吸收技术稳频已经有许多人做过讨论，并且根据实际情况又演化出了多种不同形式的稳频方案，如采用外磁场中 Zeeman 效应引起的原子谱线的二色性产生类色散信号进行稳频[147, 148]，采用声光偏移亚多普勒光谱实现无调制稳频[149]等等。

在我们实验中使用调制转移光谱[150, 151]对激光器进行稳频的具体过程如图

3.15 所示，从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 f ，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。

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。

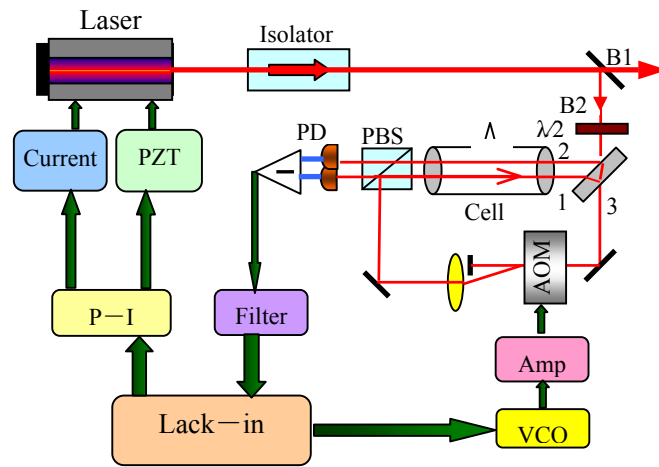


图 3.15 激光器稳频示意图

3.3 钾源的制备

3.3.1 实验中原子源的产生方式

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[6]。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[152]，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有两种方法获得工作原子。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。Weiman 等[153]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。在开始搭建真空系统的时候，先把一个密封好的铷泡放置在真空系统里，真空系统抽好以后，把铷泡打开，释放出铷原子蒸汽，具体细节在下一节介绍。

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，而只能买到高纯氯化钾。过去，使用自然钾源进行 ^{40}K 冷却[116, 154]得到了 10^3 个原子。Jin 小组[155]在 DFG 实验中采用 ^{40}K 含量为 3% 的 KCl 和 Ca 为反应物自制了钾原子释放剂，测试结果表明与商业释放剂的效果相当，并完成了第一个 DFG 实验。这种方法已被许多研究小组采用。我们使用 ^{40}K 丰度 6.2% 的氯化钾和高纯金属钙作为反应物，自制了 ^{40}K 原子释放剂[156]。

3.3.2 释放剂工作原理

我们先来看一下工业上制取钾的方法。在工业上，常常是在 850°C 的高温用金属钠从熔化的氯化钾里置换出钾来。反应过程可以用下面的方程式表示：



这个反应是可逆的，并且从热力学说来是有利于逆反应的，但钾的沸点比钠的低，钾蒸气的逸出使反应有效地向右进行。工业上是把熔融的氯化钾导入不锈钢制的分馏塔中部，分馏塔底层是铁釜，放着钠。当钠的蒸气上升到分馏塔中，跟氯化钾起反应，钾蒸气从塔顶逸出，冷凝后的金属钾含有质量分数约为 1% 的金属钠。再经分馏精制就可以制得纯度达 99.99% 的金属钾。

碱金属释放剂的工作原理与工业上制取钾的原理是一样的，也是通过氧化还原反应来释放出碱金属原子。目前商业性的公司已经可以提供各种碱金属释放剂产品，如赛斯吸气剂有限公司[157]的产品有 Li, Na, K, Rb, Cs 等金属释放剂。但是他们不提供碱金属不同同位素原子的释放剂产品。因此我们只好自己制作 ^{40}K 原子释放剂。

商用释放剂产品通常是采用碱金属的熔酸盐和活波的还原剂反应来释放出碱金属原子。赛斯吸气剂有限公司的产品使用 Zr84%-Al16%(St101)合金作为还原剂。在我们实验中，采用高纯金属钙和氯化钾反应置换出钾原子，反应方程式如下：



这个反应要求在真空环境下进行，当对释放剂通一定的电流时，释放剂反应样舟产生的欧姆热加热反应物发生氧化还原反应置换出钾原子。为了使反应充分进行，钙和氯化钾都要制备成很细的粉末并且按照合适的比例均匀混和。钙必须很纯，以免杂质污染真空系统。

3.3.3 ^{40}K 释放剂反应样舟的制作

制作反应样舟的材料是镍铬合金，其中含镍 80%，含铬 20%。这种材料的电阻较大，能够产生较大的热量。而且它的化学性质很稳定，在高温情况下也不与钙等活波金属反应，已经成功的用在商用释放剂和文献[155, 158]中。我们使用的镍铬合金厚度是 0.125mm。样舟按照图 3.16 制作，图中长度单位是毫米。在线 1 的两侧对称的压出两个深约 1mm 浅槽。槽不能压得太深，因为镍铬合金的延展性不是很好，压得太深容易把金属片压裂。然后沿着线 1 对折起来。接下来把槽的左右两边分别沿线 2 和线 3 折回来，并且用点焊的方法焊起来。左右两边折的时候困难一些，因为是两层金属薄。在我们制作的样舟没有焊接引线，而是直接从合金片上剪出来，在其中一边有一个小孔，用螺丝与 CF35 法兰上的电极固定在一起。另一边与一个公共电极点焊起来。两个样舟点焊在同一个公共电极上，当一个样舟中的反

应物消耗完之后，可以用另外一个。

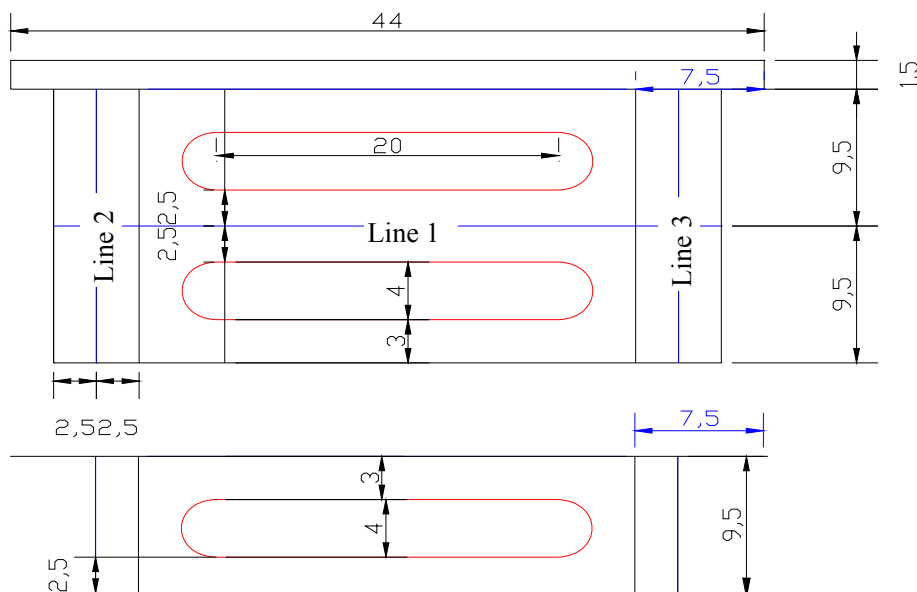


图 3.16 钾原子释放剂样舟示意图。上图是制作样舟的具体尺寸草图。图中各尺寸的单位是 mm。在线 1 两侧对称地压出两个深约 2mm 的浅槽，然后沿线 1 对折，再把左右两边分别沿线 2 和线 3 折起来并且点焊住。下图是样舟的侧视图。

用这种方法制作的样舟一是可以装比较多的反应材料，因为样舟内部的空间由两个槽组成，比一个槽要大许多，二是两个槽对折以后，上方的缝隙不大，即可以把反应物装进去，装完之后用钳子把缝隙捏小，反应物撒不出来。我们第一次制作的样舟只有一个浅槽，在装入反应物之后，轻微的抖动就会使反应物撒掉。而 Jin 等人制作的样舟是把金属片折回来盖住小槽，这样虽然也可以，但是内部空间要小一些。Thywissen 小组[158]对 Jin 等人制作的样舟进行了改进，他们使用很细的镍铬合金网筛来盖住小槽，这种网筛的孔径是 40 微米，反应生成的钾原子可以释放出来，但是反应物颗粒透不出来。但这种网筛很贵，而且静电可以损坏网筛，因此操作也比较麻烦。我们设计的样舟制作比较简单。

点焊是一种专门焊接片状金属的方法，通常焊接的金属片厚度不超过 3mm。焊接时，两个铜电极分别装在点焊机的卡口上，然后被焊接的金属片夹在两个电极之间，电极上通过电流后，被焊接金属在与电极接触的点被瞬间产生的热量加热，可以使金属片达到熔点，当电流关闭后两片金属就被焊接在一起。这种焊接方式不需要焊料，产生的热量由通过电流的大小和时间长短来控制。图 3.17 是我们制作的钾原子释放剂的实物照片。在一个真空法兰上安装有两个样舟，这两个样舟有一个公共电极。实验中，当一个样舟中的反应物消耗完以后，可以换用另一个。



图 3.17 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。

3.3.4 样舟温度与通过电流关系的测试

为了确定我们制作的样舟能否达到实验的要求，我们测试了样舟温度与电流的关系。因为在这个实验中，只要温度能够达到化学反应的要求条件，就可以置换出钾原子。

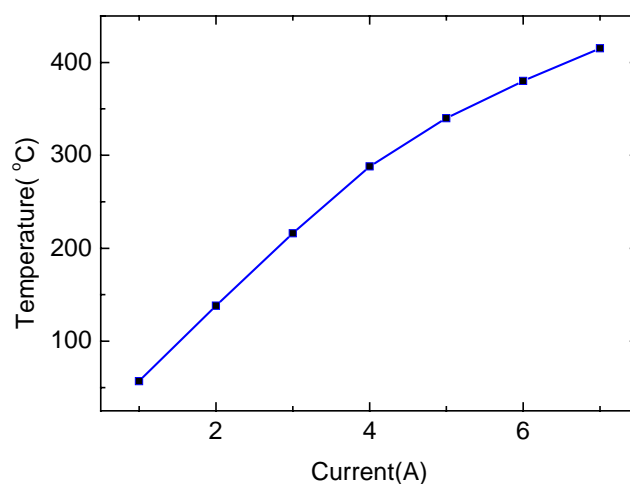


图 3.18 样舟温度与电流测试曲线

我们把一个样舟安装在 CF35 法兰的的电极上，在样舟中塞入一个热敏电阻，热敏电阻与另外的电极连接，这样可以通过热电偶来测量样舟的温度。样舟装在一个

简单的真空系统上，使用机械分子泵机组对真空系统抽气，真空气压约为 10^{-4}Pa 。然后对样舟通电流进行试验，图 3.18 是测得的样舟温度与电流的关系。

注意对样舟所加电流要缓慢增加，实验中每加一安就停一会，当温度不再升高时再继续加大。我们开始一下加到 10A，结果把样舟烧断了。

3.3.5 反应混合物的制备与样舟装载

实验中使用的反应物是高纯金属钙和氯化钾。钙是一种活泼的金属，在空气中很快就会和氧气，水蒸汽， CO_2 等反应。氯化钾也极易吸收空气中的水蒸气而潮解。因此必须在干燥无氧的环境中制备反应物。我们是在真空手套箱中完成反应混合物制备的。手套箱如图 3.19 所示，先用机械泵抽成真空，这个真空度要求不是很高，达到 10^{-1}Pa 就可以了，然后往手套箱中充满高纯干燥的氩气，我们用的氩气纯度是 99.999%。



图 3.19 真空手套箱

市场上买不到粉末状的金属钙。高纯钙是树枝状的小金属块，很不规则。钙很软且具有延展性，我们也无法把钙研磨成粉末，实验中，我们选择用锉刀把钙挫成粉末，然后用分子筛筛出较细的粉末备用。锉刀是金属细齿平挫，筛子是 100 目的铜分子筛，筛孔孔径是 0.15mm。挫钙是一件很麻烦的事，这有几个原因。一，我们是在手套箱中进行操作，因为要戴上厚厚的橡胶手套，所以操作起来很不方便；第二，挫钙的过程中由于摩擦生热，钙会变得更软，这样就更容易挫成粉末而是延展开来，所以我们在挫的过程中是一下一下挫，而不是来回快速的摩擦，这样尽

量减小摩擦生热；第三，树枝状的钙很不规则，钙块本来就很小，我们是用钳子捏住一小块来挫的，但是也常常破碎成更小的颗粒，就很难再挫了。

氯化钾比较容易研磨成很细的粉末。但高纯氯化钾很贵，我们买的 ^{40}K 丰度为 6.2% 的氯化钾价格是 45\$/mg。为了尽量避免浪费，我们使用玛瑙研钵进行研磨。研磨好的粉末直接用作反应物而没有再筛一次。

把制备好的钙粉与氯化钾粉末在研钵中按照钙与氯化钾的体积比 2:1 进行充分混和。然后把反应混合物装入制作好的样舟中，样舟装满后用钳子把样舟顶端的缝隙捏小，以轻轻抖动样舟时撒不出反应物为好。

3.3.6 普通氯化钾进行的实验

我们先用普通的氯化钾做了一次实验，把整个过程操练了一遍，也试验了一下制作的释放剂的效率。普通氯化钾是纯度 99.998% 超干燥的颗粒，金属钙是 99.5% 的颗粒，按照上面所述的方法在手套箱中把这两种材料制备成粉末并装载到样舟中，然后把释放剂安装在一个简单的真空系统上。用机械分子泵机组将真空系统的真空度抽到 10^{-4}Pa 左右。用饱和吸收光谱来探测释放出来的钾原子，如图 3.20 所示。饱和吸收谱采用抽运光与探测光往返结构，先用充有天然钾元素的钾泡作为吸收池将 767nm 的外腔光栅反馈半导体激光器的频率设定在 ^{39}K 的 D_2 跃迁线上，可以扫出一组完整的 ^{39}K D_2 线吸收峰。然后把 K 泡移掉，换上装有钾原子释放剂的真空系统（图中四通部分），给样舟通电流进行加热，电流从 1A 缓慢上升到 6A，可以看到明显的 ^{39}K 饱和吸收谱信号，说明钾原子释放剂能够工作，有钾原子释放出来。

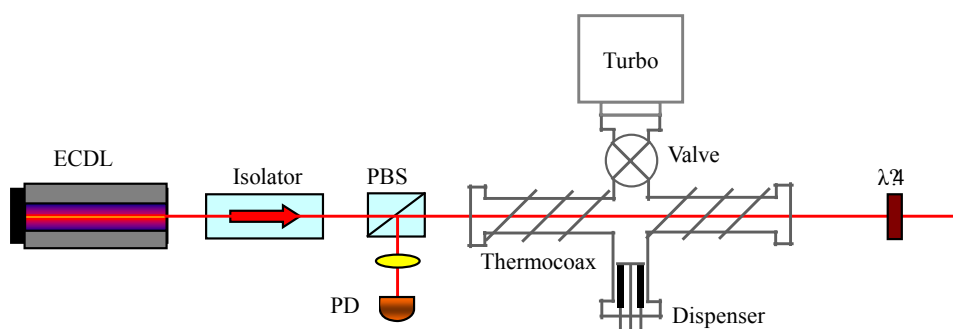


图 3.20 用于试验钾释放剂效果的饱和吸收装置。图中四通部分是一个简单的真空系统，在机械分子泵抽气情况下，真空度可以达到 10^{-4}Pa 。四通管用加热带进行加热，以减小钾在管道内壁上凝结。

图 3.21 是用自然丰度 KCl 制作的钾原子释放剂实验结果。图中只可以看到 ^{39}K 原子的一组饱和吸收谱线。对样舟在 6A 电流下加热 10 分钟，观察 SAS 信号的强度发现 4 小时以后幅度减小到开始时的一半。多次试验还发现第一次置换所需要的温度较高、电流较大，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，这可能是因为在制备反应混合物的过程中，或多或少的有一些污染导致的。在 Jin 小组[155]实验中，他们制备的钙粉末首先在 400°C 的温度下烘烤了 12 小时，而我们用的钙没有经过高温烘烤。

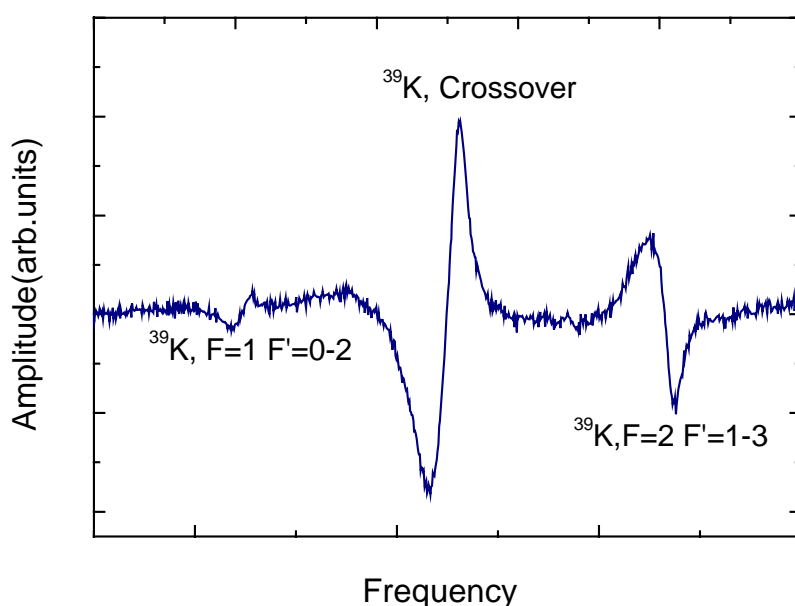


图 3.21 用自然丰度 KCl 制作的钾原子释放剂实验结果。图中可以看到 ^{39}K 原子的一组饱和吸收谱线，说明释放剂能够正常工作。 ^{40}K 和 ^{41}K 原子的饱和吸收信号由于原子数太少，信号太弱而无法观察到。

3.3.7 ^{40}K 含量为 6.2% 的氯化钾制作的钾原子释放剂

普通氯化钾试验成功之后，我们用高纯金属钙（99.99%）(Sigma-aidrich 公司) 和高纯度氯化钾(^{40}K ,6.2%)[159]制作了 ^{40}K 原子释放剂。整个过程如前所述，在一个三通接口上安装有两个带有电极的 CF35 法兰，每一个法兰上装有两个样舟，每个样舟装约装有 15mg 的高纯氯化钾。当在手套箱中把样舟装好以后，用一个盖板把三通接口密封住，然后打开手套箱取出并立即安装到真空系统上。在安装工程中，为了尽量避免反应物与空气的可能接触，使用了一个操作塑料袋，起到了手套箱的作用。把使用的各种工具包括扳手、无氧铜垫圈、无磁不锈钢螺丝、装有

释放剂的三通接口等都放入塑料袋中。用高纯氩气向塑料袋中吹气，把袋中的空气排出来。重复几次，在一直吹气的情况下，打开三通接口盖板和真空系统接口盖板，把三通装到真空系统上。然后用机械分子泵机组对真空系统抽气，当真空度到 10^{-4}Pa 时，重复了饱和吸收实验，图 3.22 是我们得到的使用富含 ^{40}K 的释放剂置换出的钾原子的 SAS，可以明显地看到 ^{40}K 原子的两条跃迁线。

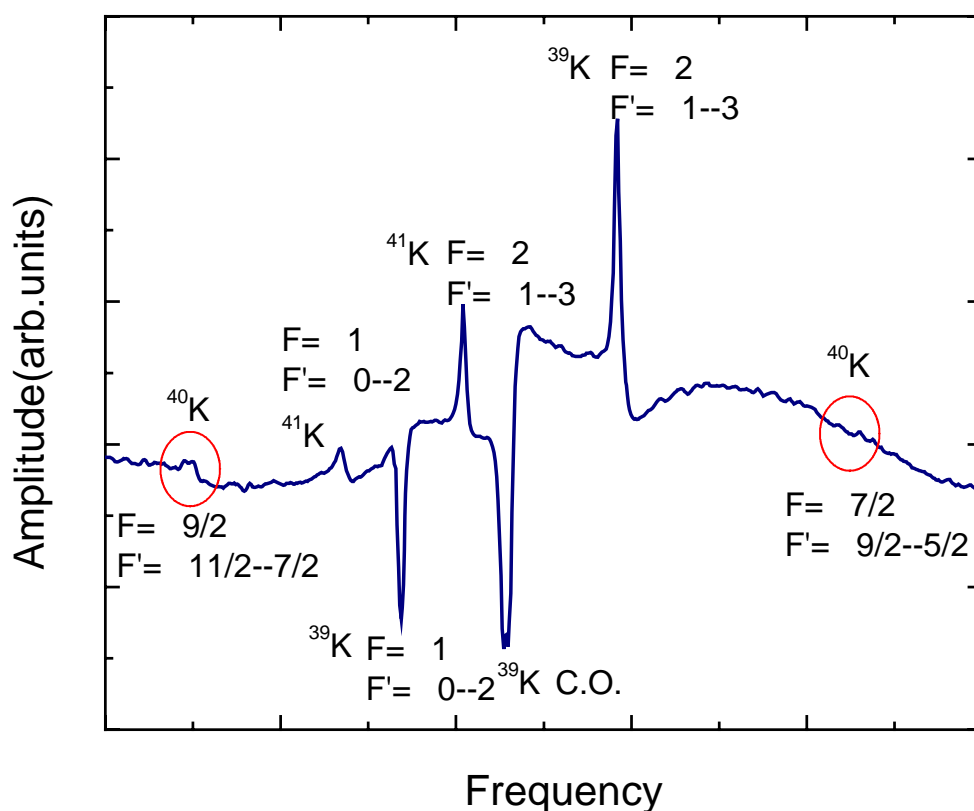


图 3.22 用 ^{40}K 含量为 6.2% 的 KCl 制作的钾原子释放剂实验结果。图中不仅可以看到 ^{39}K 和 ^{41}K 饱和吸收谱线，而且可以看到 ^{40}K 原子的两条饱和吸收信号，图中用红色圆圈标出。

3.4 真空系统的构建

在冷原子研究中，双磁光阱（MOT）技术已成为制备超冷原子样品、实现玻色爱因斯坦凝聚体（BEC）、量子简并费米气体（DFG）、玻色费米混和气体（BFM）、腔量子电动力学（腔 QED）等最受欢迎的实验装置之一。那么，与单 MOT 相比双 MOT 具有什么优点呢？我们先看一下单 MOT 的情况。一方面，如果真空气室的真空度不是很高，则气室中的背景气体还很多，原子的平均自由程较短，背景原子之间以及背景原子与磁光阱中俘获的冷原子之间的碰撞会很剧烈，冷原子很容易被气室中速度较大的原子碰撞出俘获区域，使得被俘获的原子在阱中停留的时间太短，无法进行磁阱俘获与蒸发冷却；其次，磁光阱中俘获到的处于动态平衡下的冷原子仍具有较高的动量，等效于较高的温度；再次，气室里背景气体产生的较强的荧光会对冷原子的探测产生不利的影响；另一方面，如果真空气室的真空度很高，则背景气体很少，能够俘获到的冷原子数目太少，同样满足不了实验的要求。双 MOT 装置的优点是用两极 MOT 来解决上述问题。第一级 MOT 工作在高真空气室中，真空度为 10^{-7}Pa (10^{-9}Torr) 数量级，从背景气体中俘获大量的冷原子样品作为第二级 MOT 的原子源；第二级 MOT 工作在超高真空气室中，真空度为 10^{-9}Pa (10^{-11}Torr) 数量级，完成实现 BEC 和 DFG 的实验步骤，即磁阱俘获与蒸发冷却。这样即保障了能够俘获足够多的原子数，又能够延长原子在 MOT 中的寿命。正是基于这样的考虑，我们的装置采用了双磁光阱的结构，构建了两极超高真空系统。

3.4.1 真空系统的结构

我们实验的真空系统结构示意图如 3.23 所示，采用了水平放置的双 MOT 结构。第一级真空气室（Collection Cell）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。用一个冷规探测真空气压。冷规在工作时有较大的磁性，这会对磁光阱产生不利的影响，但是对第一级 MOT 来说只要能够俘获足够多的原子就可以了，因此影响不是很大。第二级真空气室（Science Cell）由一台 150L/S 的离子泵和钛升华泵复合泵（Varian, Vaclon Plus Combination pumps）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，钛升华泵与吸气剂泵只是在抽真空的过程中用到，到目前为止还没有再开过。第二级真空气室的真空气压使用热规（Varian, UHV-24P）来测量。

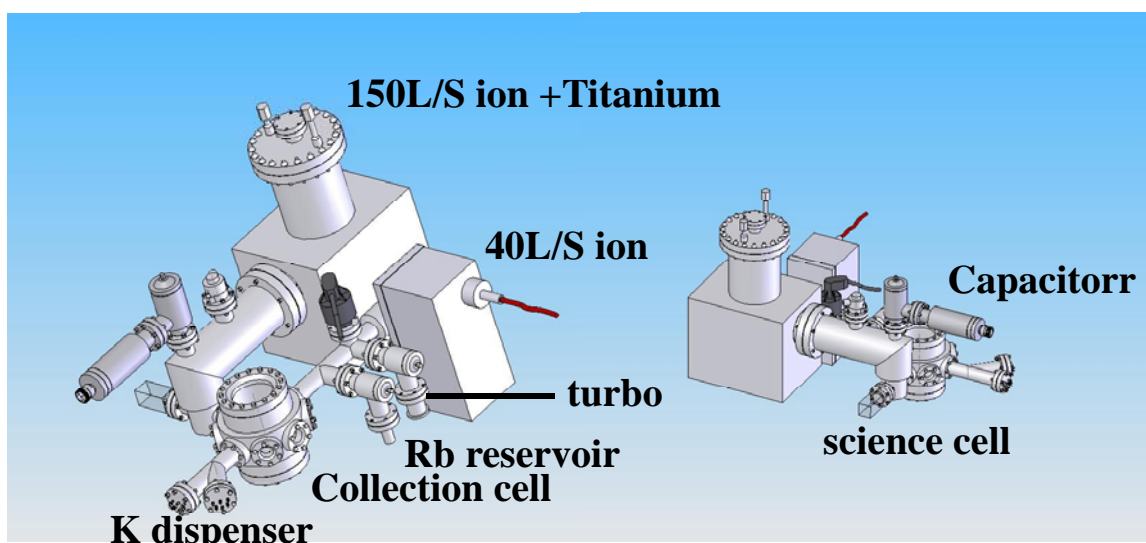


图 3.23 真空系统示意图片

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。钾原子源是自制的金属释放剂，上一节已做了详细介绍，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。

第一级真空气室（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。

第二级真空气室（Science Cell）是一个长方体形的石英玻璃泡(Optiglass Ltd)，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。

两极真空气室通过一个 14cm 长的无氧铜细管连通，细管一半内径是 6mm，长 9cm，朝向 Collection Cell；另一半内径是 8mm，长 5cm，朝向 Science Cell。用于冷原子由气室磁光阱到超高真空磁光阱的运输，同时也保障两极真空气室之间有合适

的压力差。

真空系统中钾源和铷源的位置很重要。我们的系统开始只有一个铷源，钾源是改装时加上的。开始我们直接把钾源安装在铷源的后面，这个位置离 MOT 中心的距离比较远，而且拐了几个弯。实验发现释放出来的钾原子都凝结到了释放剂旁边的管道上，根本到不了真空气室中。第二次我们把钾源直接安装在真空气室的一个窗口上，正对着真空气室，这样才观察到了 K 的饱和吸收谱。

3.4.2 真空系统的装配过程

真空系统的装配要求比较严格，因为在装配过程中对真空部件的任何微小的污染都可能导致系统无法达到要求的真空度。比如手汗、头皮屑等对管道的污染等。我们使用的真空部件都经过检漏和高温去气处理，在装配中戴上一次性医用手套来操作。首先把要连接的接口（刀口法兰）和无氧铜垫圈都用丙酮清洗干净，清洗时使用白色的丝绸布，不能用棉花等，因为丝绸不易掉下小细毛毛。

装配时，采用无磁不锈钢螺丝连接法兰。在拧紧螺丝的过程中要采用对角旋转的方法，而不能一个一个挨着拧。所谓对角旋转是指拧了一个以后，先拧对面的，然后再返回来拧旁边的，如图 3.24 所示按 ADBECFDAEBFC 的顺序。注意每一次不要把一个螺丝拧得太紧，而是每个螺丝都拧相同的程度，比如说 1/4 圈，如此循环往复直到每个螺丝都拧紧为止。

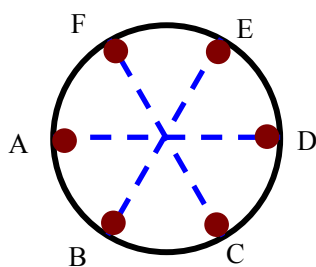


图 3.24 对角旋转拧紧螺丝。按 ADBECFDAEBFC 的顺序循环拧紧。

3.4.3 真空系统的抽气过程

真空系统在抽气过程中要对系统的各个部分进行高温烘烤、去气和检漏。有时候遇到漏气严重的情况，还要拆卸下来进行处理，从头再来。根据我们多次实验经验，总结出真空系统烘烤除气的操作规程：

第一，真空系统由大气状态开始抽气：在系统各部位缠绕加热带，并在加热带外面包上铝箔以减少热量散失。在需要密切监视温度变化的地方安装温度计（或热电偶），热电偶要与被测温部分接触好，使用控温仪对各个部分（不同的加热带）进行控温。打开全部手动真空阀，启动机械分子泵。

机械分子泵（Alcatel vacuum Technology 公司）由机械泵和分子泵组合而成，用热电偶真空计监测系统真空度的变化情况。根据需要，我们只选择安装了一台热电偶真空计用来检测机械分子泵前级真空度，即测量的是机械泵的抽气结果。机械泵与分子泵在开机前应该根据需要对分子泵的延迟时间进行设置。否则分子泵会与机械泵同时开启从大气状态抽气会影响分子泵的寿命。通常延迟时间设在系统前级真空度达到 1Pa 或更高时启动涡轮分子泵。分子泵开启后，机械泵维持分子泵的前级真空，实验系统靠涡轮分子泵继续抽气。

第二，分子泵抽气一段时间后，根据前级真空度情况可以试开冷规来检测 Collection Cell 的真空度。

第三，给加热带通电，开始对系统各个部分烘烤去气。特别要注意系统各部分要求不同的烘烤温度。温度过低，除气不充分；温度过高，则会影响真空机组正常工作，甚至造成真空泵的损坏和真空系统的漏气。对于石英光学窗口，过高的温度会造成石英光学表面畸变、光学质量变坏。对采用钢丝作为密封材料的地方，温度过高会使钢丝熔化。通常各部分温度设置如下：真空室及各过渡管道， $T \leq 250\text{ }^\circ\text{C}$ ；溅射离子泵泵体及各真空阀， $T \leq 200\text{ }^\circ\text{C}$ ；对于 Science Cell 没有直接缠加热带加热，而是做了一个铝盒子把玻璃 Cell 罩住，在铝盒子外面缠加热带加热。

加温、降温要平缓，使用几个控温仪分别控制各部分温度；当各部分温度达到设定温度后，烘烤时间持续 48 小时以上。当系统真空度达到 $10^{-4} \sim 10^{-5}\text{Pa}$ 时，启动溅射离子泵。（此时系统靠涡轮分子泵和溅射离子泵共同排气。）离子泵启动后，先有一个放气的过程。然后真空度会上升。当系统真空度达到 $10^{-6} \sim 10^{-7}\text{Pa}$ ，关闭分子泵与实验系统连接的全金属角阀，若真空度基本保持不变，关掉分子泵。在保温阶段，对系统各部分进行去气，包括钾释放剂，钛升华泵和吸气剂泵等。

在加温阶段以及保温初期，系统真空度下降较快；保温中期，真空度基本上维持不变；保温后期，真空度缓慢上升；降温过程中，真空度大幅度上升。

第四，在各部分去气后，由离子泵来进一步抽气，提高真空度。当离子泵抽气效果达到极限后，可以开启钛升华泵和吸气剂泵来进一步提高真空度。

吸气剂泵工作时，打开与系统之间的角阀，已激活的吸气剂泵可以将比较难抽

的氢气分子吸掉，真空度上升。然后关闭角阀。

钛升华泵工作时，对已经去过气的钛丝通电流加热，电流为 48A，加热时间一分钟，开始钛升华后真空度要降低，但很快随着钛的凝结，惰性气体分子被埋在钛分子膜层下，真空度上升。

第五，真空系统工作状态稳定之后，关闭铷源与真空腔体之间的角阀。用高压击穿系统封装有金属铷的铷原子源。然后微微开启角阀，打开铷泡后放出的残留气体会使系统真空度明显下降。可以通过微微开启 — 迅速关闭真空角阀，反复几次，使残留气体被溅射离子泵缓慢抽走，系统真空度即可基本恢复到原来的水平。做实验时打开角阀并对铷源稍微加热，铷蒸汽就会充满整个真空气室，可供磁光阱使用。实验完毕后关闭角阀。

3.5 实验中常用器件的使用

在实验中除了前面讲到的各个部分以外，还要用到许多器件，如隔离器、声光调制器、光纤等等，这些器件尽管要求不是特别严格，但调节的好坏对系统的稳定性、系统的效率都很关键，因此只有对每一个器件进行仔细调节，整个系统才能工作在最优化的状态。

3.5.1 声光调制器 (AOM)

声光调制是利用声光效应将信息加载于光频载波上的一种物理过程。声波是一种弹性波（纵向应力波），在介质中传播时，它使介质产生相应的弹性相变，从而激起介质中各质点沿声波的传播方向振动，引起介质的密度呈疏密相间的交替变化，因此，介质的折射率也随着发生相应的周期性变化。超声波作用的这部分如同一个光学“相位光栅”，该光栅间距等于声波波长。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。

声光调制器能够满足对激光频率和功率的精确控制。通过调节 AOM 射频驱动信号的工作频率和功率，可以在 AOM 的工作带宽内，精确地控制 AOM 一级衍射光的频率偏移量和输出功率，即 AOM 可以用来设定激光的频率，也可以作为开关使用。

调制带宽和衍射效率是声光调制器的两个重要技术指标。AOM 在百兆赫兹附近衍射效率较高。在我们实验中，使用了美国 crystal 公司的产品，标称带宽是 20MHz，衍射效率可以达到 80%。实验中主要用到了 80MHz (3080-122)、110MHz

(3110-140) 和 200MHz (3200-124) 三个型号。

AOM 的射频驱动信号由射频压控振荡器 (VCO) 产生, 我们选用 Mini-circuits 公司的射频信号发生器 (POS) 和射频信号衰减器 (PAS) 制作了 VCO。VCO 电路图如图 3.25 所示。

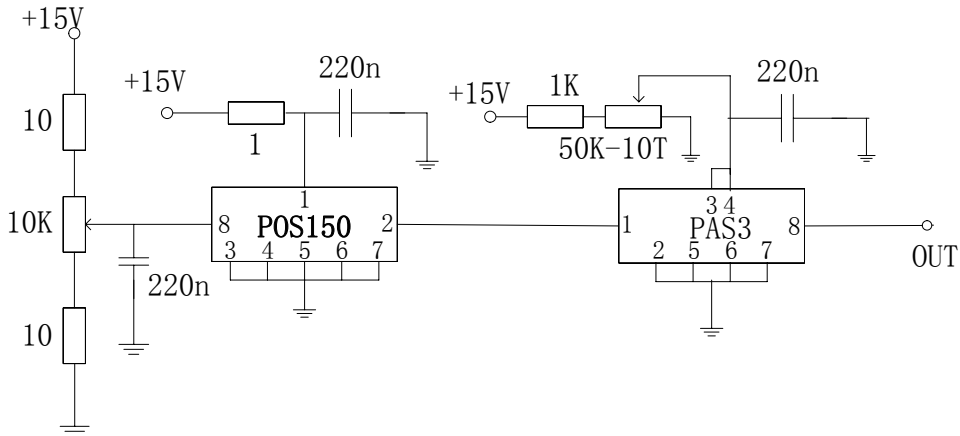


图 3.25 射频压控振荡器 (VCO)

我们实验中, AOM 主要是单次穿过和双次穿过两种方式。图 3.26 是双次穿过 AOM 示意图, 其前后各有一凸透镜, 用来把激光束聚焦于 AOM 的中心。透过的零级光被光阑挡住, 一级衍射光经过透镜 f_2 后平行射出, 再通过波片和全反射镜沿原光路返回, 再次通过 AOM, 第二次衍射后一级衍射光从棱镜反射输出。因为 AOM 的衍射角度是调制频率的函数, 当扫描 AOM 的驱动频率时, 一级衍射光的角度也会变化, 但是采用双次穿过方式, 第二次衍射后一级衍射光总是与最初的入射光重合, 因此光束的方向不变, 这是双次穿过的一个优点。最近 Donley 等[160]人对 AOM 双次穿过系统做了详细分析, 得到双次穿过的效率是 75%。

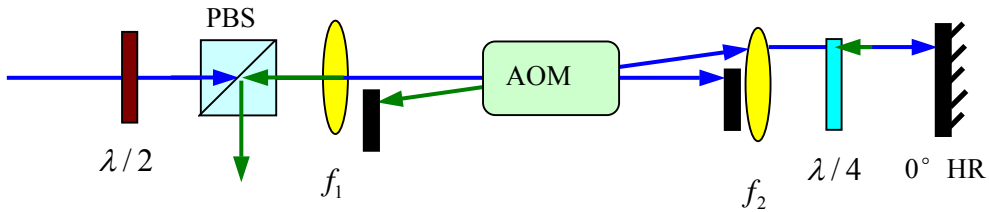


图 3.26 双次穿过 AOM 衍射光路示意图

3.5.2 光纤的调节

光纤是一种用来传输光信号的波导。由于用途的不同，有许多不同的种类。在我们实验中主要是使用光纤进行光的传输和光学滤波。因为要保障经过光纤以后光的偏振特性，我们使用了单模保偏光纤(LPC-02-780-5/125-P-2.4-11AS-40-A3A-3-4)。

光纤耦合效率的调节：光纤在出厂时一般都进行过准直，因此尽量不要调节光纤输入端。为了能够以尽量大的效率把激光耦合到光纤中，我们通过望远镜系统和整形棱镜等对输入激光与光纤模式进行匹配。具体做法如图 3.27 所示：

- 1) 用一束光反向耦合进光纤，效率无所谓，只要在光纤的另一头有一定的输出即可。
- 2) 调节激光的功率，使它与光纤 A 点输出的功率大致相等。比较这两束光从近场到远场光斑变化情况。更换不同的透镜组合，使得激光与 A 点出射激光在整个过程中的形状尽量保持一致。
- 3) 调节激光与 A 点输出激光完全重合，用功率计监视 B 点输出功率。微动透镜的位置，调节两个导光镜使 B 点输出功率最大就可以了。

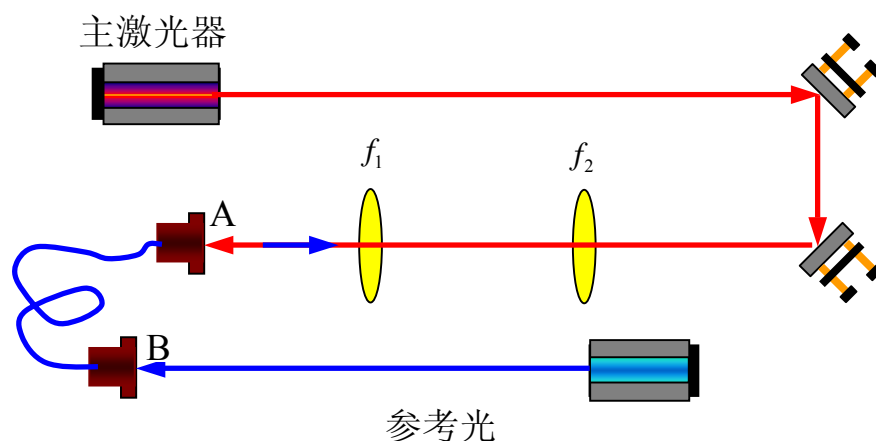


图 3.27 光纤耦合调节示意图

光纤偏振状态的调节：光纤本身是一个偏振元件，如果输入光的偏振方向与光纤的光轴不重合，会引起光纤输出激光偏振方向做周期性的旋转。这就导致用于磁光阱冷却的三束光（或六束光）的光强此消彼长，严重影响对原子的俘获。因此需要对光纤的偏振进行调节，具体做法如图 3.28 所示。

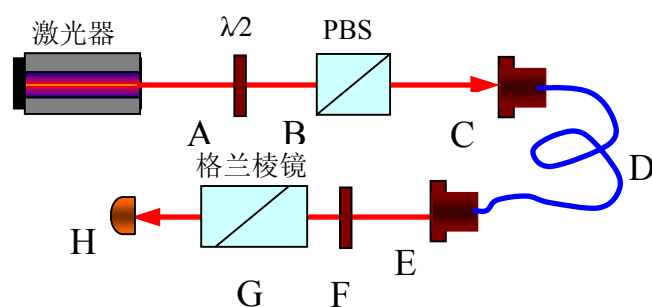


图 3.28 光纤偏振状态调节示意图

A: $1/2$ 波片; B: 偏振棱镜, 质量一般的就可以, 比如最普通的偏振分光棱镜;
 C: 光纤耦合头, 耦合头是否有偏振方向记号无所谓; D: 单模保偏光纤;
 E: 输出耦合头; F: $1/2$ 波片; G: 高质量的偏振棱镜, 40dB 以上, 如格兰激光棱镜; H: 探测器或者功率计; 调节步骤如下:

- 1) 假如 C 上有记号明示偏振方向, 调整 A, B 把偏振调整到目测正确方向; 如果没有记号, 可以选择任意方向试调。
- 2) 调整 F, G, 旋转 F, 用 H 测试最大和最小 (消光情况), 得到一个消光比, 可能不太好, 主要是最小值小不下去, 比如最小值为 500 微瓦, 最大值为 20 毫瓦
- 3) 微微旋转 B 往一个方向, 大概只有几度范围甚至更小, 然后再次旋转 F 测试消光比 (主要是最小值), 假如好于上次, 说明方向正确, 反之, 则往相反的方向微微旋转。
- 4) 如此反复, 直到调整好 B (注意是 B, 而不是 A), 使 F, G 构成的系统消光比最大, 比如最小值达到 1 微瓦, 这时的消光比应该大于 27dB
- 5) 用手握住光纤的某一部分, 或者用手弯曲 (甚至到 90 度) 光纤, 假如消光比出现降低, 再次调整 B, 直到无论怎样动光纤, 消光比都不再变化或者变化很小, 表示 B 调好了。
- 6) 移开 FGH, 全部调整完成

关键的地方是: 1) G 一定要选择最好的; 2) 单模保偏光纤对偏振非常敏感, 因此必须精确调整 B 到最佳方向。

3.5.3 探测器

探测器是实验中必不可少的探测工具。在实验中, 我们使用了 Si PIN 光电二极

管 S 3399 (<http://www.hamamatsu.com>)。在激光器稳频过程中，为了得到消多普勒背景的饱和吸收信号，我们使用信号光与参考光相减。为此制作了一个差分探测器，如图 3.29 所示，两只快速光电二极管串接在一起，两端接 $\pm 15\text{V}$ 的偏置电压，这样可实现探测光和参考光的光电流直接相减，运算放大器 A1 是电流—电压 (I—V) 转换器，将相减的光电流信号转换为电压信号，运算放大器 A2 为电压跟随器，用以监视检测光和参考光的强度是否一致。运算放大器 A3 进一步放大信号，然后交流耦合输出，A1, A2, A3 都是很普通的集成运放 LF356。整个电路封装在金属盒内。这种探测器主要有两个优点，一是可以有效地抑制半导体激光器输出的强度噪声，使我们探测的光电信号接近于散粒噪声基准，二是可以得到一个消去多普勒本底的饱和吸收信号以及由多普勒本底产生的微分误差信号。

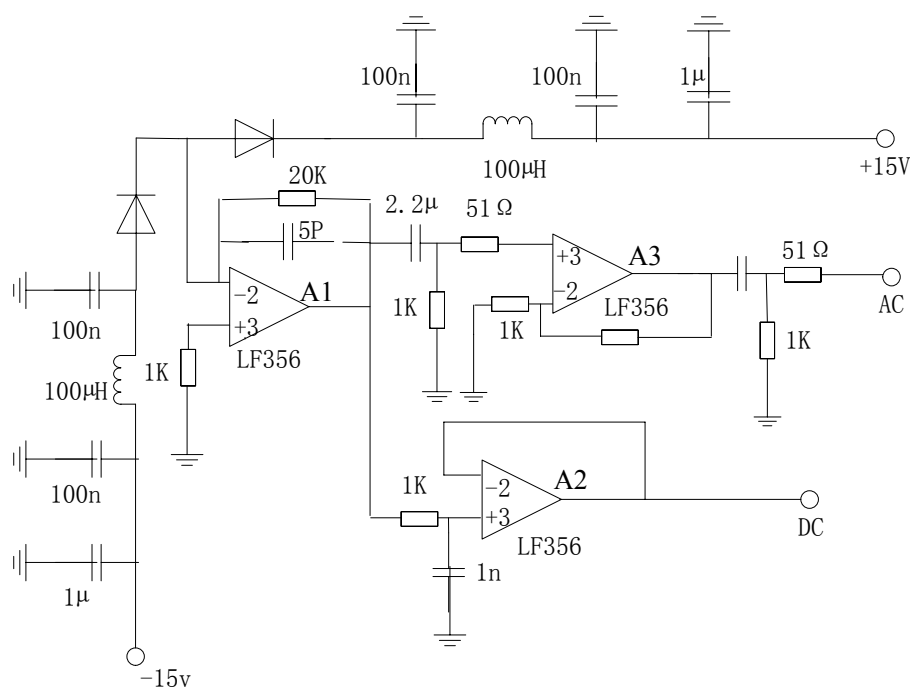


图 3.29 差分探测器电路图

3.5.4 稳频中的比例积分 (PI) 电路

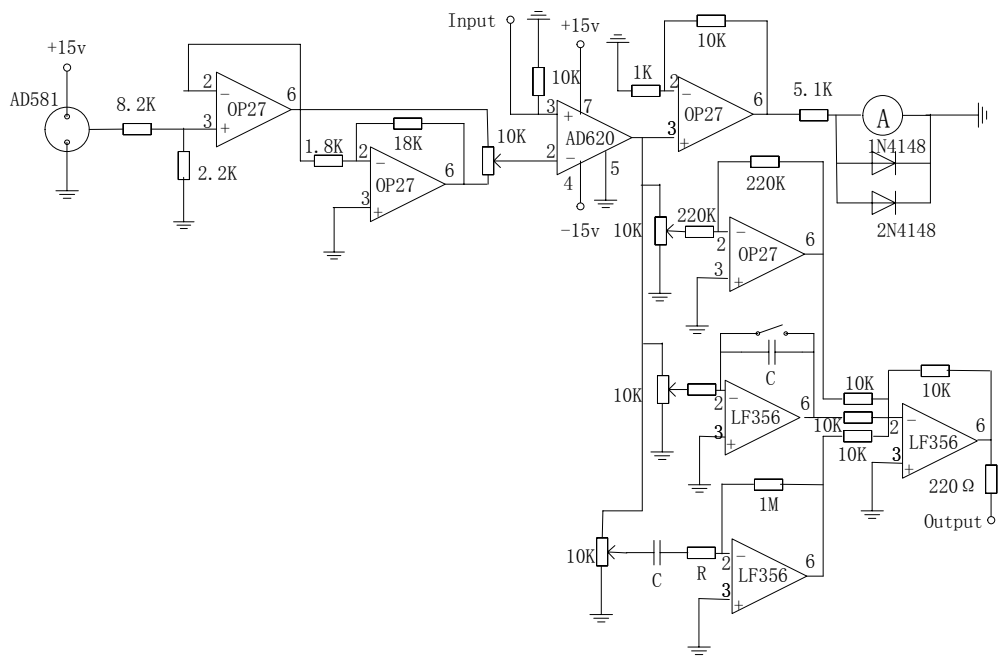


图 3.30 PID 电路图

第四章 ^{40}K 和 ^{87}Rb 双原子气室磁光阱的实验实现

在第二章我们介绍了激光冷却原子的物理机制以及磁光阱(MOT)的基本原理;第三章对磁光阱系统的各个部分进行了详细介绍,包括激光器系统,原子源的制备和真空系统的建立。有了这些准备工作,我们就可以进行原子的激光冷却与俘获实验。这一章介绍在气室 MOT(也叫做第一级 MOT)中实现对 ^{40}K 和 ^{87}Rb 原子的俘获及其结果。气室 MOT 直接从真空气室背景气体中冷却和俘获原子。 ^{40}K 原子由碱金属释放剂提供,已在 3.3 节中做了详细介绍; ^{87}Rb 原子由预先密封在真空系统中的铷泡提供。在钾源和铷源都关闭的情况下,气室中的真空度是 $2 \times 10^{-7}\text{Pa}$ (即 $1.5 \times 10^{-9}\text{Torr}$)。

4.1 双原子气室磁光阱光路总图

在冷原子实验中,冷却和俘获一种原子通常需要两束不同频率的激光,分别叫做冷却光和再抽运光。冷却光是指调谐到原子循环跃迁线上,对原子产生减速作用力的激光,而再抽运光是指把自发辐射落到基态与冷却光失谐的其它精细能级上的原子重新抽运到冷却过程中的激光。在量子简并费米气体 ^{40}K 实验中,要同时冷却 ^{40}K 和 ^{87}Rb 原子,就需要四束不同波长的激光来实现对两种原子的冷却与俘获。因此要求激光器系统能够同时产生用于 ^{40}K 和 ^{87}Rb 两种原子 MOT 的冷却光和再抽运光,并且对激光系统的长期稳定性要求比较高。

4.1.1 双原子磁光阱激光器系统

因为冷却两种原子的激光器系统相对于冷却一种原子要复杂许多,结合实验本身的特点各个研究小组也采取了一些方法来简化实验装置。用作 ^{40}K 和 ^{87}Rb 原子冷却的 D_2 线波长相差仅为 13nm,分别为 767nm 和 780nm,并且在这一波长范围内半导体激光放大器已经比较成熟,用放大器同时放大几束不同频率的激光产生冷却光和再抽运光使用比较普遍。例如,美国 JILA 的 Jin 小组[161]用来冷却 ^{40}K 和 ^{87}Rb 原子的激光器系统方案如图 4.1 所示。一台 780nm 的外腔光栅反馈半导体激光器(ECDL)作为主激光器用于 ^{87}Rb 原子冷却,稳频后进行注入锁定,通过对从激光器的电流进行调制,产生的边带分量作为再抽运光使用,边带分量的功率约为总功率的 10%,这可以满足 ^{87}Rb 原子的精细能级再抽运。一台低温制冷(制冷到 -40°C)

的 767nm 激光器注入锁定后分成两束,用 AOM 移频产生 ^{40}K 的冷却光和再抽运光。在这里没有采取边带分量作为再抽运光,是因为 ^{40}K 需要的再抽运光功率比较大,通过调制产生的边带分量满足不了实验要求。产生的 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的冷却光和再抽运光注入到一台半导体激光放大器 (TA) 中进行功率放大,产生用于 MOT 的光束。

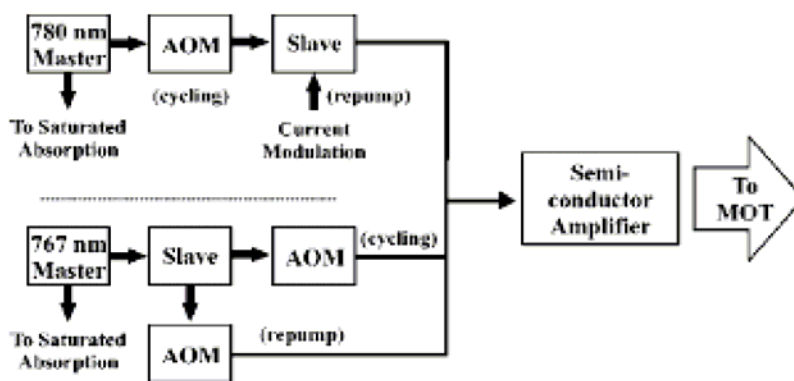


图 4.1 JILA 的 Jin 小组用于 ^{40}K 和 ^{87}Rb 双原子冷却的半导体激光器系统示意图[161]

加拿大多伦多大学的 Thywissen 小组[132]采取的方案如图 4.2 所示。四台 ECDL 作为主激光器,其中两台 780nm 的 ECDL 用于 ^{87}Rb 原子冷却,两台 767nm 的 ECDL 用于 ^{40}K 原子冷却。每一对激光器中有一台用作冷却光,另一台用作再抽运光。四台 ECDL 稳频后先进行注入锁定,合成以后通过单模保偏光纤传输到邻近的平台上注入 TA 进行二级放大,产生用于 MOT 的光束。除了冷却光和再抽运光,还同时产生探测光和推送光等。

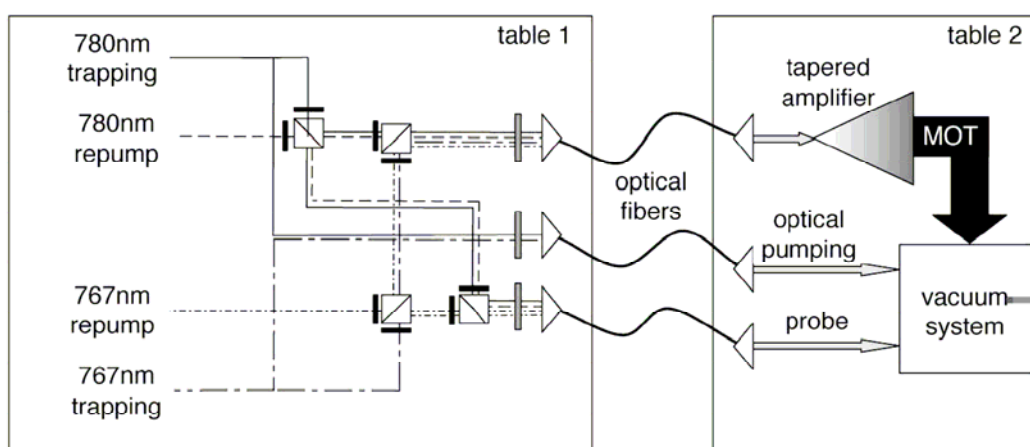


图 4.2 Thywissen 小组用于 ^{40}K 和 ^{87}Rb 双原子冷却的半导体激光器系统示意图[132]

我们的方案[162]如图 4.3 所示,采用了三台 ECDL、四台注入锁定从激光器(SL)和一台 TA 组成激光系统。三台 ECDL 都采用饱和吸收光谱技术进行稳频[146, 150, 151]。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作为 ^{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分别注入锁定四台 SL, 然后 ^{87}Rb 冷却光、 ^{40}K 冷却光和 ^{40}K 再抽运光再同时注入 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, 简化了实验装置, 提高了系统的稳定性。

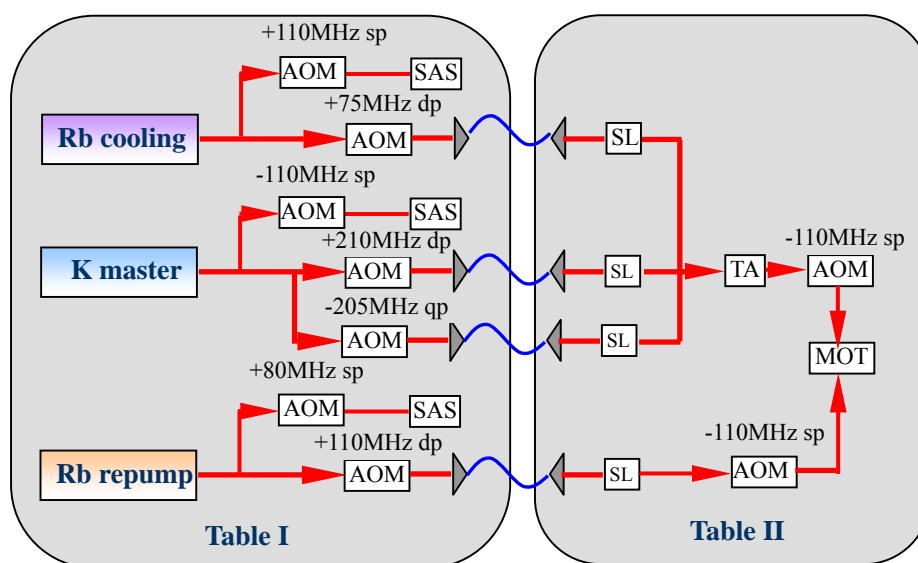


图 4.3 激光器系统示意图。 Single pass (sp); double pass (dp); quadruple pass (qp)

为了满足双原子 MOT 实验光路的要求, 激光器系统装置要解决好下面两个问题: 一是对主激光器稳频的长期稳定性要求高; 二是要求能够有效实现从激光器的注入锁定。为了克服这些困难, 使整个系统能够长时间保持稳定, 我们在主激光器稳频时采用了饱和吸收光谱技术和调制转移光谱技术, 没有直接调制激光器的电流, 而是通过在外部加调制信号的方法获得鉴频曲线来锁定激光器的频率。同时主激光器单独使用一个光学平台, 减小了机械振动对系统的干扰。为了有效实现 SL 的注入锁定, SL 使用精密低噪声电流源并对其进行了精确控温。

4.1.2 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的冷却光和再抽运光

我们在第二章介绍了 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的基本性质。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 4.4 是 ^{87}Rb 原子

D_2 线超精细能级结构图。超精细跃迁 $5^2S_{1/2} F=2 \rightarrow 5^2P_{3/2} F'=3$ 和 $5^2S_{1/2} F=1 \rightarrow 5^2P_{3/2} F'=2$ 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 $F=2$ 跃迁到激发态 $F'=3$ ，根据选择定则 $\Delta L=1$ ，处于 $5^2P_{3/2} F'=3$ 态的原子只能通过自发辐射回到基态 $F=2$ 。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（ $5^2S_{1/2} F=1$ ），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（ $5^2S_{1/2} F=1$ ）上。这样经过极短的时间，大量的铷原子从基态 $5^2S_{1/2} F=2$ 输运到 $5^2S_{1/2} F=1$ ，在 $F=1$ 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 $5^2S_{1/2} F=1 \rightarrow 5^2P_{3/2} F'=2$ 的再抽运光把落到 $5^2S_{1/2} F=1$ 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），因此在冷却光 $4^2S_{1/2} F=9/2 \rightarrow 4^2P_{3/2} F'=11/2$ 的作用下，会以更大的几率抽运到基态精细能级 $4^2S_{1/2} F=7/2$ 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。

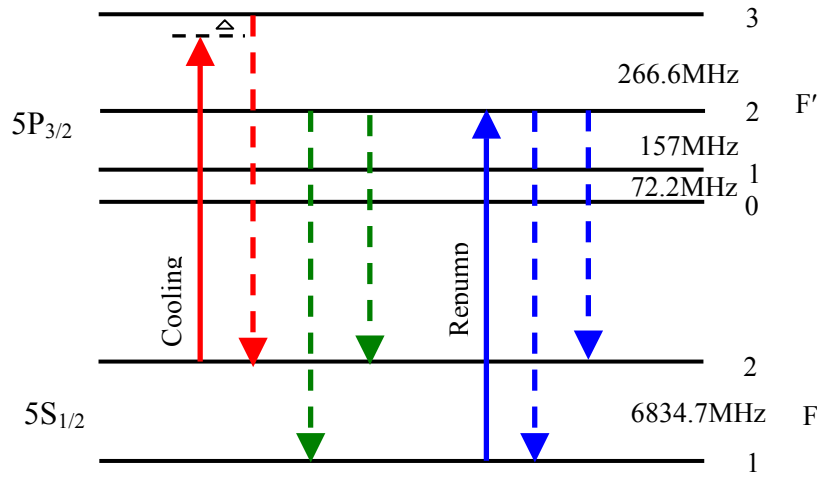


图 4.4 ^{87}Rb 原子超精细能级结构图。该图示出了 ^{87}Rb 原子冷却循环跃迁发生时的物理图景。实验中冷却光的工作频率相对于 $5^2S_{1/2} F=2 \rightarrow 5^2P_{3/2} F'=3$ 负失谐 $2\Gamma \sim 3\Gamma$ (Γ 是原子的自然线宽， ^{87}Rb 的典型值是 6MHz)。再抽运光 $5^2S_{1/2} F=1 \rightarrow 5^2P_{3/2} F'=2$ 用来消除光抽运效应，保障激光冷却持续进行。

4.1.3 主激光器的频率稳定与冷却光和再抽运光的频率设置

实验中，三台 Littrow 结构的 ECDL 作为主激光器使用，都采用饱和吸收光谱技术进行稳频[146, 150, 151]。冷却光与再抽运光的频率设置已在图 4.3 中标示出

来,主激光器输出的光束通过声光调制器(AOM)移频产生四束不同频率成份的激光分别注入锁定四台SL,然后⁸⁷Rb冷却光、⁴⁰K冷却光和⁴⁰K再抽运光再注入TA进行放大,从TA输出的激光单次穿过110MHz的AOM频率整体偏移-110MHz,得到用于⁴⁰K和⁸⁷Rb原子MOT冷却和俘获所需频率的激光。

激光器稳频采用了调制转移光谱技术,其原理与过程已在3.2节做了详细说明。现在以用于⁸⁷Rb冷却光的主激光器为例进行具体说明。如图4.5(a)所示,从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又分成三束,其中1是检测光,2是参考光,3是饱和光,光束3通过110MHz的AOM移频后+1级衍射光注入铷吸收泡,在空间上与检测光重合,但传播方向相反。稳频时对激光器的调制信号加载在AOM上,即对饱和光3进行调制。调制信号由锁相放大器自带的信号源给出。调制信号的频率是30KHz。探测器探测到的电信号送入锁相放大器经过相敏检波后得到误差信号,误差信号通过自制的PID电路分成两部分,分别加载到激光器的电流与压电陶瓷上,把激光器锁定在需要的饱和吸收信号峰上。在这个过程中,通过AOM对饱和光进行调制,避免了直接对激光器电流进行调制所引起的额外噪声,同时又设置了激光的频率,激光器的频率相对于锁定的跃迁线有一个偏移,偏移量是AOM频率的一半-110MHz/2。

实验系统中有两台ECDL的波长是780nm,其中一台是Toptica公司生产的DL100,输出功率是70mW,用作⁸⁷Rb原子的冷却光。用上述调制转移的方法把激光器锁在铷原子 $F=2 \rightarrow F'=3$ 跃迁线上,AOM的频率是110MHz,+1级衍射光作为饱和光,则激光器的输出频率 $\nu_{\text{laser}} = \nu_{2 \rightarrow 3} - 55\text{MHz}$, $\nu_{2 \rightarrow 3}$ 表示⁸⁷Rb原子 $5^2S_{1/2}$, $F=2 \rightarrow 5^2P_{3/2}$, $F'=3$ 共振跃迁频率。大部分激光B1两次穿过75MHz的AOM,频率偏移+150MHz,再加上从TA输出后-110MHz的频移,Rb冷却光频率设定在 $\nu_{\text{Rb c}} = \nu_{2 \rightarrow 3} - 55\text{MHz} + 150\text{MHz} - 110\text{MHz} = \nu_{2 \rightarrow 3} - 15\text{MHz}$,即相对于 $F=2 \rightarrow F'=3$ 跃迁线负失谐15MHz,其中 $\nu_{\text{Rb c}}$ 表示Rb冷却光的频率。

另外一台780nm的主激光器(Sacher DL100)用作铷原子的再抽运光,采用和⁸⁷Rb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,锁在铷原子 $F=1 \rightarrow F'=1 - F'=2$ 交叉线上,出射光束两次穿过110MHz的AOM,频率偏移+220MHz。最后再通过AOM频率偏移-110MHz, $\nu_{\text{Rb r}} = \nu_{1 \rightarrow 2} - 157.1\text{MHz}/2 - 40\text{MHz} + 220\text{MHz} - 110\text{MHz} = \nu_{1 \rightarrow 2} - 8.5\text{MHz}$,即相对于 $F=1 \rightarrow F'=2$ 跃迁线负失谐8.5MHz,其中 $\nu_{\text{Rb r}}$ 表示Rb再抽运光的频率。

第三台主激光器(Toptic DL100)的波长是767nm,对应于钾原子的D₂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，如图 4.5 (b) 所示。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

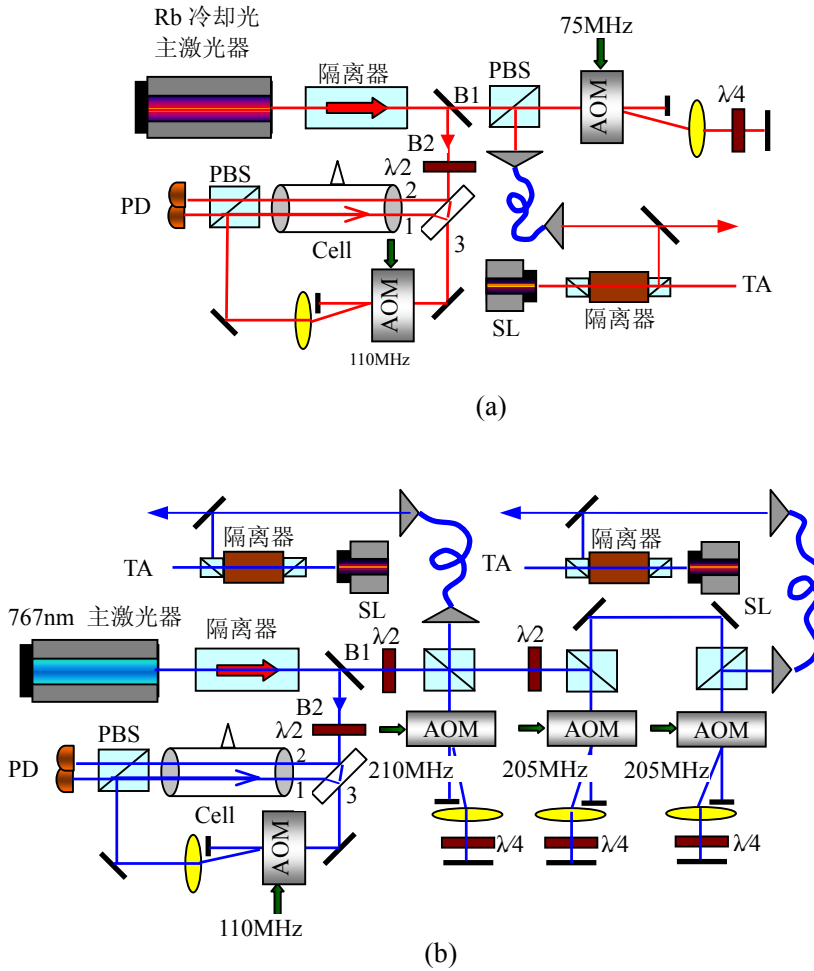


图 4.5 激光器稳频及注入锁定示意图。(a) Rb 冷却光光路示意图；(b) K 冷却光和再抽运光光路示意图； $\lambda/2$: half waveplate； $\lambda/4$: quarter waveplate；PBS: polarising beamsplitter cube；PD: photodiode；SL: slave laser

跃迁线上。 ^{39}K 与 ^{40}K 的能级结构见第二章图 2.2，在图 2.2 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 110MHz 的 AOM 对激光器进行调制，把激光器锁在 ^{39}K 的 $F=1 \rightarrow F'=0, 1, 2$ 跃迁线上，出射激光分作两部分，一部分用作 ^{40}K 原子的冷却光，两次穿过 210MHz 的 AOM，频率偏移+420MHz；另一部分用作 ^{40}K 的再抽运光，四次穿过频率为 205MHz 的 AOM，频率偏移-820MHz，注入 TA 放

大输出后，再偏移 -110MHz ， ^{40}K 冷却光频率 $\nu_{\text{Kc}} = \nu_{1 \rightarrow 0-2} + 55\text{MHz} + 420\text{MHz} - 110\text{MHz} = \nu_{1 \rightarrow 0-2} + 365\text{MHz} = \nu_{9/2 \rightarrow 11/2} - 10.8\text{MHz}$ ，即相对于 ^{40}K 的 $F=9/2 \rightarrow F'=11/2$ 跃迁线负失谐 10.8MHz ，其中 $\nu_{1 \rightarrow 0-2}$ 表示 ^{39}K 的 $F=1 \rightarrow F'=0, 1, 2$ 跃迁线， $\nu_{9/2 \rightarrow 11/2}$ 表示 ^{40}K 的 $F=9/2 \rightarrow F'=11/2$ 跃迁线， ν_{Kc} 表示 ^{40}K 冷却光的频率。 ^{40}K 再抽运光频率 $\nu_{\text{Kr}} = \nu_{1 \rightarrow 0-2} + 55\text{MHz} - 820\text{MHz} - 110\text{MHz} = \nu_{1 \rightarrow 0-2} - 875\text{MHz} = \nu_{7/2 \rightarrow 9/2} - 8.4\text{MHz}$ ，即相对于 ^{40}K 的 $F=7/2 \rightarrow F'=9/2$ 跃迁线负失谐 8.4MHz ，其中 ν_{Kr} 表示 ^{40}K 再抽运光的频率。

通过以上方法，使用三台 ECDL 主激光器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。

4.1.4 注入锁定激光器的实现

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 8.2mW ； ^{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推送光、探测光等。注入锁定原理参看 3.1 节。实验中具体过程如图 4.5 所示，图中只画出了 ^{87}Rb 冷却光 (图 4.5 (a)) 和 767nm 激光器 (图 4.5 (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。

制作注入锁定激光器所使用的半导体激光二极管 (LD) 是德国 Sacher 公司的，型号分别是 FP-0780-070，FP-0765-030。LD 固定在一个精确控温的紫铜热沉上，使用一个 10K 的热敏电阻 (MFH103-3380 $\pm 1\%$) 作为控温元件。控温仪是我们自己研制生产的高精度控温仪，控温精度是 0.01°C 。激光电流源是高精度电流源 (Thorlabs LDC202)，最大输出电流 200mA ，电流分辨率 0.01mA ，噪声小于 $1.5\mu\text{A}$ 。从 LD 发出的光首先用准直透镜 (Thorlabs C230TM-B) 准直，然后经过一个隔离比为 40dB 的带有偏振输出出口的隔离器 (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。实验中，用于 ^{40}K 冷却光和 ^{40}K 再抽运光注入锁定的 LD 在 25°C 自由运转时的波长是 771nm ，距离钾

原子的 D_2 线 767nm 较远, 我们对 LD 进行密封冷却, 在 0°C 附近得到 767nm 的激光输出[143]。用作铷原子冷却光和再抽运光的从激光器则工作在室温附近。

4.1.5 半导体激光放大器的调节

为了得到用于 MOT 的更大功率的激光, 我们使用了一台 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 4.6 是 TA 光路示意图。三台 SL 输出的激光, 经过一系列的 $\lambda/2$ 波片和偏振分光棱镜后, 以相同的垂直偏振方向注入到 TA 中, 波片是 767nm 和 780nm 的双波长波片。旋转波片的角度, 可以很方便地调节三束激光的相对功率的大小, 这是我们实验系统的一个优点。TA 从输入口和输出口两个方向会发出自发辐射荧光, 要得到最佳的放大效果, 需要对注入激光与 TA 的自发荧光进行匹配, 我们采用了望远镜系统和一对整形棱镜对来进行匹配。在 TA 的温度为 22°C 、电流为 2.3A 时, 测得的注入光与输出光的关系曲线如图 4.7 所示。从图 4.7 可以看出该放大器对 780nm 的放大作用大约是对 767nm 的两倍, 这与 TA 的出厂技术指标是一致的。 ^{40}K 冷却光和 ^{40}K 再抽运光的放大曲线略有差别, 可能是 ^{40}K 冷却光匹配的不是最佳造成的。

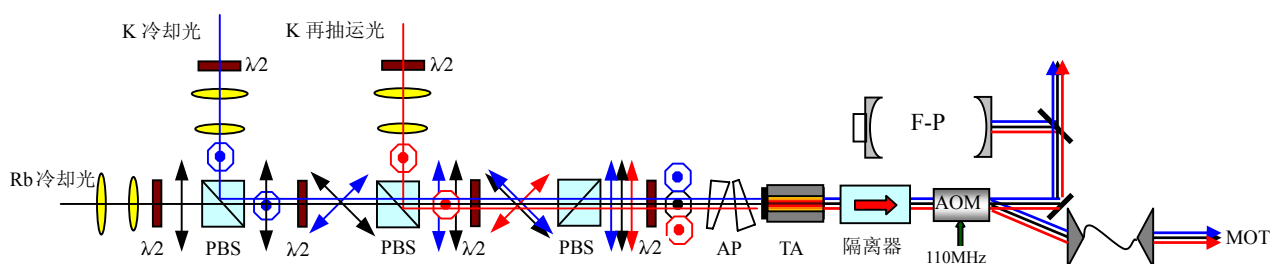


图 4.6 TA 光路示意图 $\lambda/2$: half waveplate;
PBS: polarising beamsplitter cube; AP: anamorphic Prisms

从 TA 输出的光首先经过一个隔离比为 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 MOT, 0 级光分出一小部分送入 F-P 腔监视激光器的模式。图 4.8 是扫描 F-P 腔得到的透射峰曲线, 旋转 $\lambda/2$

波片，当三束光的功率相等时，TA 输出约 360mW。实验中， ^{40}K 冷却光和 ^{40}K 再抽运光的频率相差只有 1286MHz，同时注入 TA 后，由于非线性作用，我们观察到有边带模产生，但是 ^{87}Rb 冷却光与 ^{40}K 冷却和再抽运光频率相差 13nm，没有观察到边带出现。

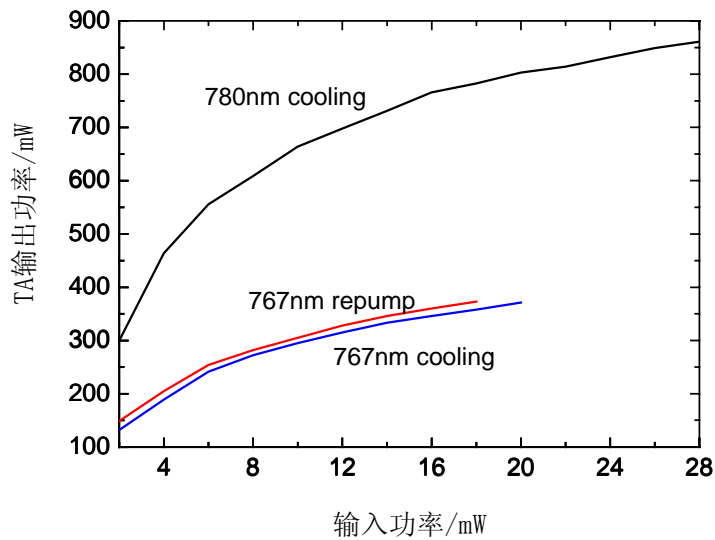


图 4.7 TA 输出功率与注入功率的关系

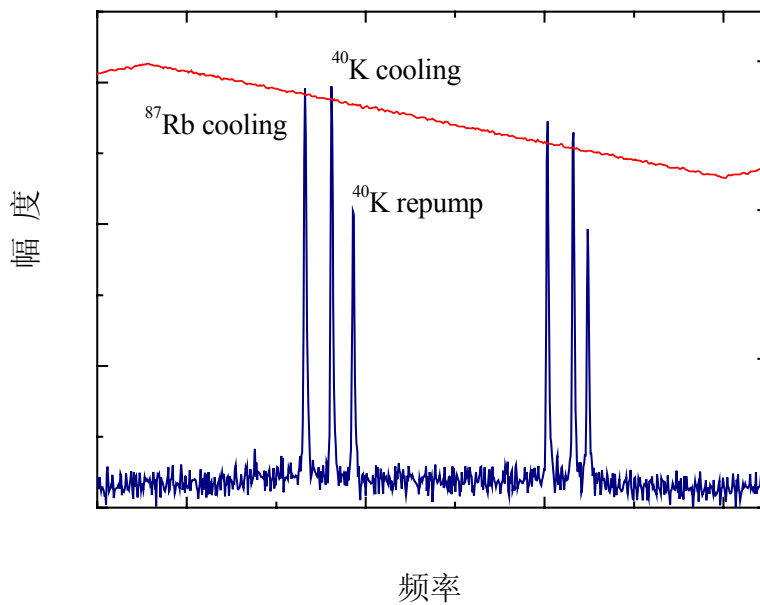


图 4.8 F-P 腔透射峰曲线

4.1.6 气室磁光阱光路示意图

如图 4.6 所示，从 TA 输出的激光包含 ^{87}Rb 冷却光， ^{40}K 冷却光和 ^{40}K 再抽运光三个频率分量，先单次穿过一个 110MHz 的 AOM，+1 级衍射光用于 MOT 实验，0 级衍射光用于把冷原子从气室 MOT 推送到超高真空气室的推送光。

TA 输出的激光光斑形状不好，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。通常采用的光斑空间滤波方式有两种。一种是采用针孔（几十 μm ）进行滤波，利用小孔的衍射作用达到滤波目的。如图 4.9 所示，在望远镜组的聚焦位置加一个针孔，光斑模式可以得到改善，得到基本成基模高斯分布的光束，但是从远场观察，由于小孔造成的衍射环结构仍很明显，这会对俘获区的冷原子造成周期性影响。另外，机械部件的微小变化会导致通过小孔的激光功率出现较大的波动，需要经常调节。

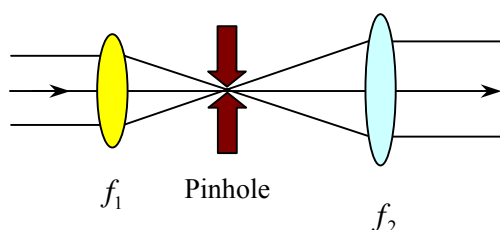


图 4.9 扩束及小孔空间滤波光路示意图

另外一种是采用单模保偏光纤进行空间滤波，从光纤输出的激光呈基模高斯分布。光纤的调节方法已在 3.4 节中进行了比较详细的说明。我们采用光纤进行滤波，由于放大器输出光斑质量很差，光纤的效率不是很高，在 60% 左右。

经过光纤滤波后，输出光首先经过一个望远镜扩束系统对光斑进行扩束，扩束后的光斑直径为 25mm，使用 $\lambda/2$ 波片与偏振分光棱镜 PBS 把冷却光分成功率相等的三束。 ^{87}Rb 再抽运光采用相同的方法进行扩束，扩束后通过第一个棱镜与冷却光耦合在一起。在三束光中， ^{87}Rb 再抽运光的功率并不相等，但是这几乎不影响冷却效果。

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 4.10 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）的偏振与水平方向相反。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。

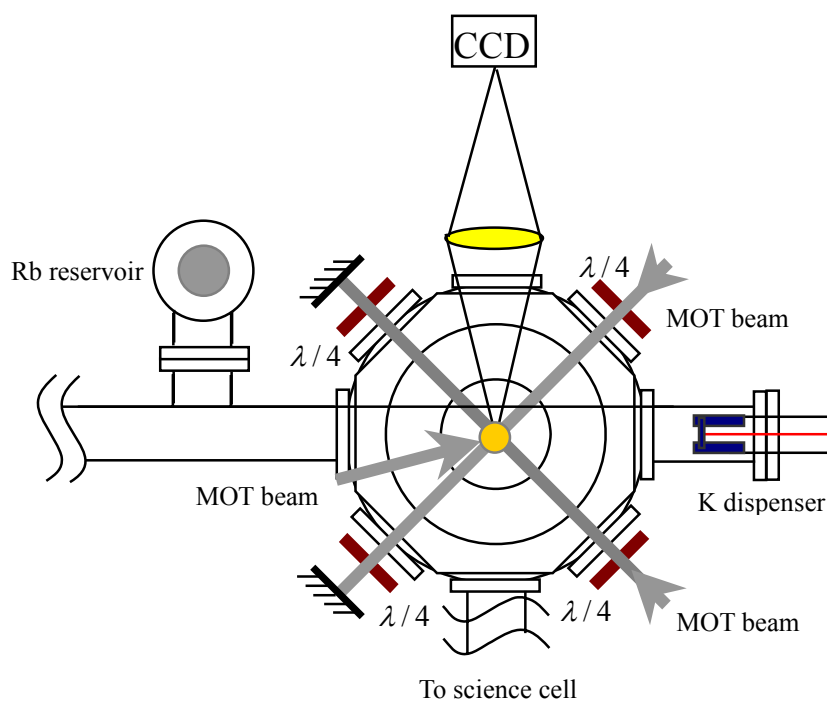


图 4.10 气室 MOT 光路示意图

4.2 磁光阱梯度磁场

由第二章所述的磁光阱基本原理可知，要实现 MOT 必须有一定的空间磁场梯度，以使原子各个超精细能级中原来简并的 Zeeman 子能级消除简并，使能量的大

小与空间磁场相关，从而使冷却与俘获激光对原子产生大小与空间位置相关的回复力。文献[124]中已对各种导电线圈产生的磁场作了较详细的理论研究，在磁光阱冷却与俘获中，用到的磁场是由对称放置的同轴反向 Helmholtz 线圈所产生的空间磁场，我们对此作简单的分析以供参考。

通常，磁光阱不需要很大的磁场梯度，一般从每厘米几 Gauss 到每厘米十几 Gauss 之间，采用一对对称的同轴反向 Helmholtz 线圈产生，忽略线圈本身宏观尺寸而把线圈视为理想电流环时，以线圈的轴线为柱坐标系 Z 轴，以两个线圈之间轴线上的一点为坐标原点，建立如图 4.11 所示的柱坐标系 (r, θ, Z) 。

设线圈的半径为 r_0 ，两个线圈之间的距离为 $2Z_0$ ，则 $Z=0$ 平面上方的线圈其中心坐标为 $(0,0, z_0)$ ， $Z=0$ 平面下方的线圈其中心坐标为 $(0,0,-z_0)$ 。当两个线圈中流过电流强度大小相等但方向相反的恒定电流 I 时，可根据毕奥 — 萨法尔定律求得原点附近轴向上和径向上的磁场梯度分别为

$$\left. \frac{dB_z}{dZ} \right|_{Z=0} = \frac{3\mu_0 r_0^2 z_0 I}{(r_0 + z_0)^{5/2}} \quad (4.1)$$

$$\left. \frac{dB_r}{dr} \right|_{r=0} = \frac{3\mu_0 r_0^2 z_0 I}{2(r_0 + z_0)^{5/2}} \quad (4.2)$$

$$\left. \frac{dB_r}{dr} \right|_{r=0} = \frac{1}{2} \left. \frac{dB_z}{dZ} \right|_{Z=0} \quad (4.3)$$

图 4.11 左图是反向 Helmholtz 线圈组，右图是其所建立的四极梯度磁场截面图。

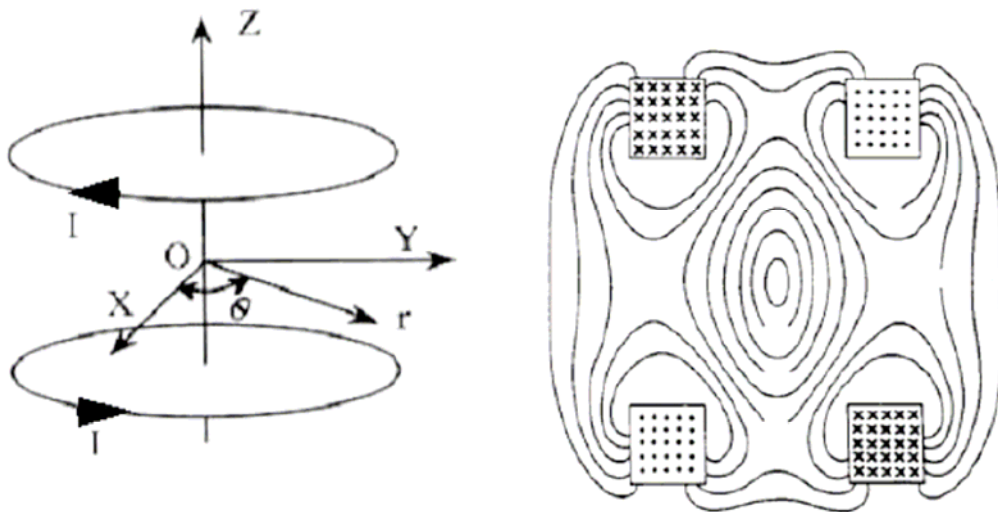


图 4.11 反向 Helmholtz 线圈组及其建立的四极梯度磁场截面示意图

实验中，我们采用横截面积 1.5mm^2 的漆包线在尼龙制作的骨架上绕制线圈。在线圈中通过电流时，尼龙骨架不会产生涡流，但是尼龙骨架的散热性不好。不过磁光阱冷却中磁场梯度不大，线圈电流也不是很大，发热程度不是很严重。图 4.12 是对我们实验中使用的线圈测试的结果。在实验中，线圈电流通常在 1.5A 附近，对应的轴向磁场梯度约为 9Gcm^{-1} 。

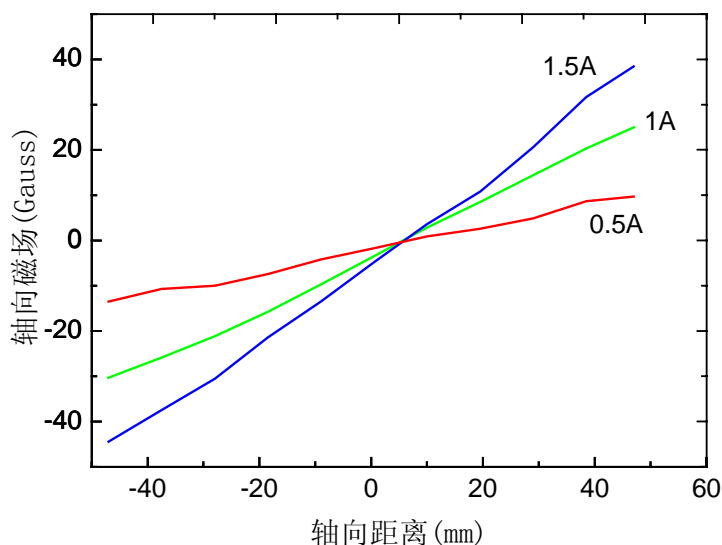


图 4.12 气室磁光阱四级梯度磁场轴向分布曲线。在 1.5A 时，轴向磁场梯度为 9Gcm^{-1} 。

4.3 气室磁光阱装载

4.3.1 磁光阱装载的简单理论

我们首先考虑 ^{87}Rb 原子磁光阱的装载特性。为了简单起见，假设原子的损失与原子密度无关。在这种情况下，原子在磁光阱中的装载服从如下关系：

$$\frac{d}{dt}N(t) = L - \Gamma N(t) \quad (4.4)$$

其中 N 是俘获的原子数， L 是原子磁光阱的装载率， Γ 是原子从磁光阱中逃逸的损失率。MOT 的装载率 L 正比于 ^{87}Rb 原子的蒸汽压 P_{Rb} 。MOT 的损失率包括两部分：

$$\Gamma = \Gamma_{\text{Rb}} + \Gamma_{\text{bg}} \quad (4.5)$$

其中 Γ_{Rb} 表示与 ^{87}Rb 原子碰撞引起的损失率； Γ_{bg} 表示与背景气体碰撞引起的损失率。注意装载率 L 和 Γ_{Rb} 与 ^{87}Rb 原子的蒸汽压 P_{Rb} 成正比，而 Γ_{bg} 与背景蒸汽压 P_{bg} 成正比。引入参数 $l = L/P_{\text{Rb}}$ ， $\gamma_{\text{Rb}} = \Gamma_{\text{Rb}}/P_{\text{Rb}}$ ， $\gamma_{\text{bg}} = \Gamma_{\text{bg}}/P_{\text{bg}}$ ，则方程 4.4 可以表示为

$$\frac{d}{dt}N = lP_{\text{Rb}} - (\gamma_{\text{Rb}}P_{\text{Rb}} + \gamma_{\text{bg}}P_{\text{bg}})N \quad (4.6)$$

解得：
$$N(t) = N_0(1 - e^{-\Gamma t}) \quad (4.7)$$

其中 $\Gamma = \gamma_{\text{Rb}}P_{\text{Rb}} + \gamma_{\text{bg}}P_{\text{bg}}$ (4.8)

在平衡状态下 MOT 中的原子数为：

$$N_0 = \frac{L}{\Gamma_{\text{Rb}} + \Gamma_{\text{bg}}} = \frac{lP_{\text{Rb}}}{\gamma_{\text{Rb}}P_{\text{Rb}} + \gamma_{\text{bg}}P_{\text{bg}}} \quad (4.9)$$

在理想情况下， $P_{\text{bg}} \ll P_{\text{Rb}}$ ，可以得到俘获的原子数最大值为：

$$N_{\text{max}} = \frac{l}{\gamma_{\text{Rb}}} \quad (4.10)$$

即 MOT 中俘获的原子数 N_{max} 与 ^{87}Rb 的蒸汽压无关，而是光斑大小、光强度、光频率失谐、磁场梯度、 ^{87}Rb — ^{87}Rb 散射截面以及 ^{87}Rb 自然丰度等参数的函数。如果 $P_{\text{Rb}} = (\gamma_{\text{bg}}/\gamma_{\text{Rb}})P_{\text{bg}}$ ，则有 $N_0 = \frac{1}{2}N_{\text{max}}$ ，这个条件是背景气体和 ^{87}Rb 蒸汽两者在 MOT 中起支配作用的边界条件。我们可以画出 $N_0\Gamma$ 随 Γ 变化的函数关系，来进一步理解 MOT 的装载行为，如图 4.13 所示，图中实线代表随着 ^{87}Rb 蒸汽压的增大， $N_0\Gamma$ 随 Γ 变化的函数关系，其斜率表示所能俘获到的原子数目最大值，即

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\Gamma}(N_0\Gamma) &= \left(\frac{d\Gamma}{dP_{\text{Rb}}}\right)^{-1} \frac{d}{dP_{\text{Rb}}}(N_0\Gamma) \\ &= \frac{l}{\gamma_{\text{Rb}}} \end{aligned} \quad (4.11)$$

当 ^{87}Rb 的蒸汽压等于 0 时，即只有背景蒸汽压存在，俘获的原子数是 0，有 $N_0\Gamma = 0$ ；当 $\Gamma_{\text{Rb}} < \Gamma_{\text{bg}}$ 时，背景气体起主要作用；当 $\Gamma_{\text{Rb}} > \Gamma_{\text{bg}}$ 时， ^{87}Rb 蒸汽起主要作用。

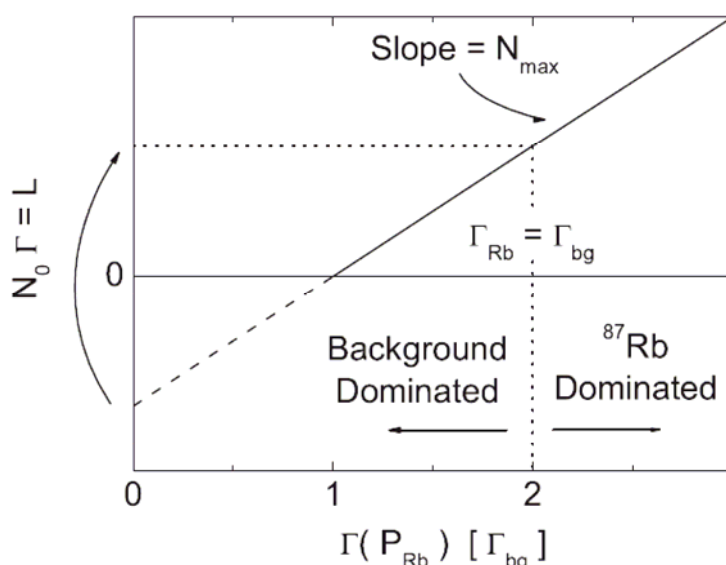


图 4.13 ⁸⁷Rb MOT 装载率与原子蒸汽压变化关系。实线代表随着 ⁸⁷Rb 蒸汽压的增大， $N_0\Gamma$ 随 Γ 变化的函数关系。[32]

当两种原子同时存在时，其中任何一种原子的装载都要受到另外一种原子的影响，比如对于 ⁸⁷Rb MOT，⁴⁰K 原子的存在相当于增大了背景蒸汽压。如果实验中保持 ⁴⁰K 原子蒸汽压不变，则 ⁸⁷Rb MOT 装载特性仍如图 4.13 所示，如果实验中 ⁸⁷Rb 原子蒸汽压保持不变，而 ⁴⁰K 原子蒸汽压增大，则 4.13 图中实现的斜率会变小，表示所能俘获的原子数目最大值将减小。

4.3.2 ⁸⁷Rb—⁴⁰K 玻色费米混和气体磁光阱的实验实现[163]

打开 ⁸⁷Rb 源与真空系统连接角阀，使 ⁸⁷Rb 原子蒸汽充入第一级真空气室。将注入到激光放大器中的 ⁴⁰K 冷却光与 ⁴⁰K 再抽运光先挡住，此时只有 ⁸⁷Rb 冷却光和 ⁸⁷Rb 再抽运光注入真空气室，打开光路中的光阑。将四级线圈电流加到 1.5A 左右，只要磁场方向正确，就可以俘获到 ⁸⁷Rb 冷原子云。如果观察不到原子俘获，可以改变磁场线圈电流方向再进行试验。图 4.14 是 ⁸⁷Rb MOT 冷原子装载过程图。可以看到，大约 10S 钟后，俘获的原子数达到稳态值。

对于 ⁴⁰K 磁光阱的装载，其过程与 ⁸⁷Rb 相同。对钾释放剂通电流加热，通常在 5A 下可以置换出钾原子，打开磁场，打开 ⁴⁰K 冷却光与 ⁴⁰K 再抽运光，可以俘获到 ⁴⁰K 冷原子云。与 ⁸⁷Rb MOT 装载过程不同的地方有两点：一是俘获钾原子需要的

再抽运光要多一些；二是当钾释放剂工作时，真空度下降的比较厉害，气室中的真空压强从 $2 \times 10^{-7}\text{Pa}$ 升高到 $2.6 \times 10^{-6}\text{Pa}$ ，因此俘获的原子数也比较少。

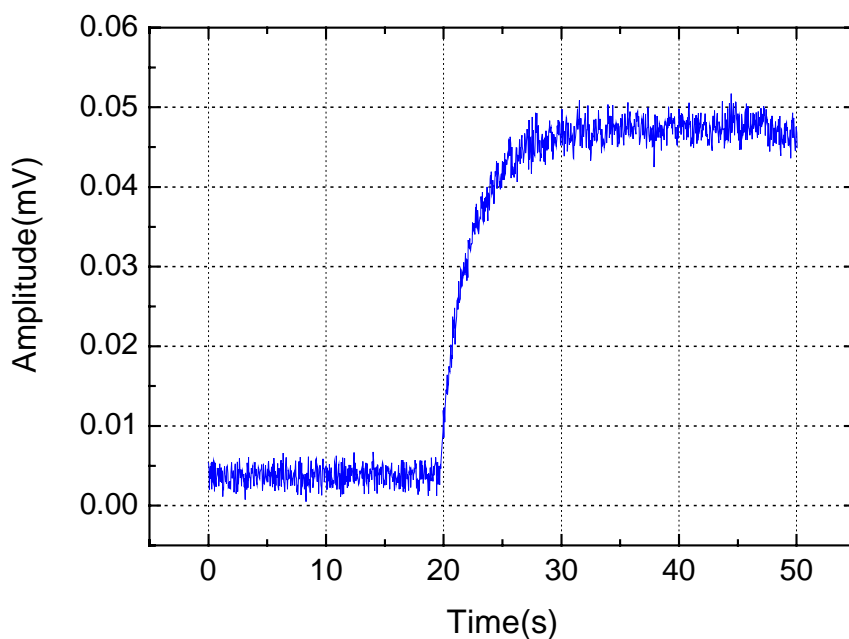


图 4.14 ^{87}Rb MOT 冷原子装载过程图

当同时俘获 ^{40}K 与 ^{87}Rb 时，打开铷源阀门，对钾释放剂通电进行置换。打开 ^{40}K 与 ^{87}Rb 原子的冷却光与再抽运光，打开四级磁场线圈电流，可以同时实现 ^{40}K 与 ^{87}Rb 两种原子的磁光阱。

图 4.15 是我们用 CCD 拍摄到了 ^{87}Rb 和 ^{40}K MOT 图片。

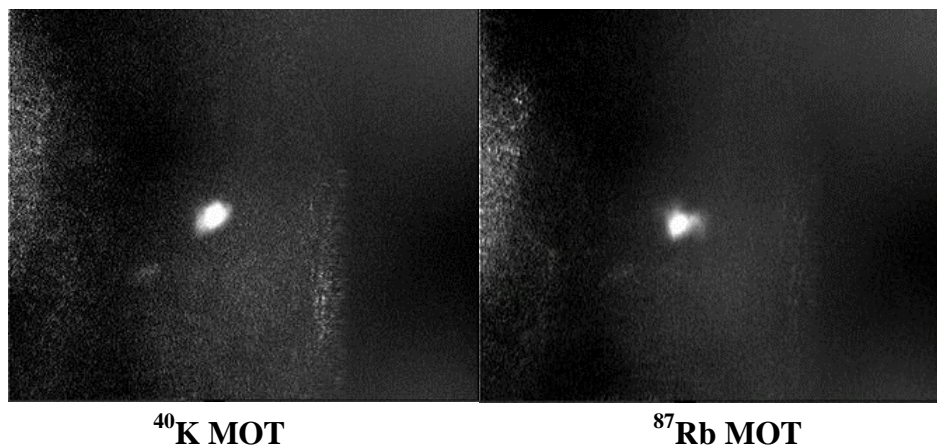


图 4.15 ^{40}K 和 ^{87}Rb 单原子 MOT 的照片

4.3.3 磁光阱中冷原子数与各相关参数的关系

在磁场梯度、冷却光和再抽运光功率、冷却光和再抽运光失谐，光斑大小等条件一定时，在光场对于原子的冷却作用下，一段时间后冷原子在磁光阱中达到动态平衡，原子数趋于稳定。但是要想俘获的原子数最多，还需要对上述参数进行优化。

在光强较弱时，原子受到光场的辐射压力与冷却光光强有正比关系，光强越强磁光阱俘获能力越强，相应气室中能量较高的原子也能被冷却和俘获，磁光阱中俘获的冷原子也多；但是当冷却光强到一定程度，由于光场对处于其中的原子能级产生交流 Stark 频移，相应原子将不能得到有效冷却。在我们实验中，激光输出功率不是很大，全部用于原子冷却。

磁光阱对原子的俘获能力与冷却光频率失谐有关。当冷却光频率靠近循环跃迁线时，由于光场与俘获原子共振，对冷原子有加热作用，使冷原子不能够有效俘获；随着冷却光频率失谐量进一步增大，冷却光对原子的辐射压力变小，同样原子得不到有效冷却，俘获原子数变少，因此有一个最佳失谐，我们通过调节用来设置主激光器频率的 AOM 来改变频率。

观察探测器探测到的冷原子荧光信号，扫描磁场线圈电流，可以对磁场梯度进行优化。再抽运光的优化方法与冷却光相同。经过优化后，获得 ^{87}Rb MOT 和 ^{40}K MOT 的具体实验参数如下：

	^{87}Rb MOT	^{40}K MOT
真空压强	$3 \times 10^{-7}\text{Pa}$	$2.6 \times 10^{-6}\text{Pa}$
冷却光失谐	-15MHz	-10.8MHz
再抽运光失谐	-8.5MHz	-8.4MHz
冷却光光斑直径	25mm	25mm
冷却光功率（单束光）	15mW	15mW
磁场梯度	9Gcm^{-1}	9Gcm^{-1}
原子数目	$10^8 \sim 10^9$	$10^6 \sim 10^7$

4.4 冷原子参数的测量

磁光阱实现以后有必要对所俘获的冷原子各参数进行测试，以获取冷原子的基本信息，为下一步的实验提供依据。这些参数通常包括俘获的原子数目、冷原子云的尺寸、冷原子的等效温度、冷原子吸收光谱等。在我们实验中气室磁光阱中俘获的冷原子作为第二级磁光阱的原子源使用，因此只要能俘获足够多的原子就可以了，所以我们最关心的是俘获的原子数目。测量冷原子数目通常用到荧光收集法和吸收法。

4.4.1 荧光收集法

荧光收集法是指在冷却光和再抽运光的作用下，冷原子会各向同性地向空间 4π 立体角内发射荧光。假设原子云密度不是很大时，样品中所有原子都有贡献。冷原子云发出的荧光功率为

$$P = N \cdot \hbar\omega_0 \cdot \xi \quad (4.12)$$

式中 N 表示磁光阱中俘获的冷原子数目； ξ 是单个原子散射光子的速率，在阱中原子运动速度较低的情况下， $\xi = \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + (2\Delta/\Gamma)^2}$ ； $\hbar\omega_0$ 表示在自发辐射过程 $5^2P_{3/2}$

$F' = 3 \rightarrow 5^2S_{1/2} F = 2$ 中辐射出的光子的能量。因为我们测量的是部分空间立体角内的荧光功率，如图 4.16 所示。总荧光功率与测量功率有如下关系：

$$\frac{P_s}{P} = \frac{\phi}{4\pi} \approx \frac{S}{4\pi L^2} \quad (4.13)$$

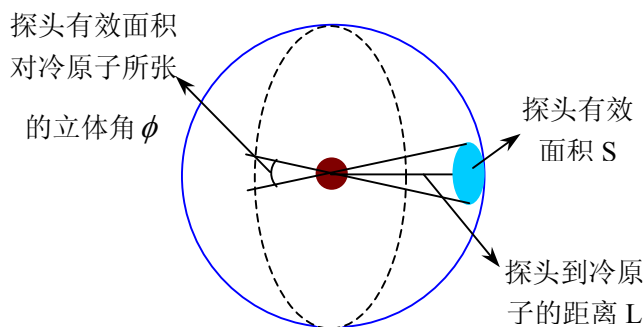


图 4.16 荧光法测量原子数示意图

$$N = \frac{P}{\hbar\omega_0 \cdot \xi} = \frac{P_s \frac{4\pi L^2}{S}}{\hbar\omega_0 \cdot \xi} \quad (4.14)$$

在实际实验中，我们使用探测器测到的是电压信号，通过探测器采样电阻阻值可以求得光电流大小，则采用下式可以方便求得原子数

$$N = \frac{4\pi I}{\eta\phi\hbar\omega\Gamma \frac{1}{2} \frac{C_1^2 \Omega_2/2}{\Delta^2 + \Gamma^2/4 + C_2^2 \Omega/2}} \quad (4.15)$$

其中 I 为探测器光电流， η 为光电收集效率， ϕ 为荧光收集立体角， Ω 为冷却光的拉比频率。

在实验中，我们用荧光法测量了单原子 MOT 中俘获的冷原子的数目。对于 ⁸⁷Rb 原子 MOT，测得的原子数约 $10^8 \sim 10^9$ 个；对于 ⁴⁰K 原子 MOT，俘获的原子数约 $10^6 \sim 10^7$ 个。当两种原子的 MOT 同时存在时，我们观察到俘获的原子数比较少，具体的原子数是多少没有测量，因为两种原子 MOT 发出的荧光无法区分开来。我们分析了原子数较小的原因主要是：1，当同时俘获两种原子时，放大器的输出光中包含有 ⁴⁰K 冷却光、⁴⁰K 再抽运光和 ⁸⁷Rb 冷却光，对于每一种原子而言，冷却光功率相对减小；2，当 K 原子释放剂工作时，真空度下降比较大，真空气室中的气压从 10^{-7} 升高到 2.6×10^{-6} Pa，因此俘获的冷原子与背景气体的碰撞引起的损失增大；3，俘获的两种原子 ⁴⁰K 与 ⁸⁷Rb 之间的相互碰撞引起了冷原子的损失。

4.4.2 吸收法

使用荧光法测量原子数时，如果原子云的密度较大，冷原子云中心的相当一部分原子将不参与对冷却光的散射过程，从而使原子数测量的精度非常有限。因此荧光收集法只能粗略地测量冷原子数。吸收法利用冷原子对探测光的吸收来确定俘获的冷原子的数目，具有更高的精度。

冷原子对探测光的吸收过程，可以用静止二能级原子与单模光场共振作用的理论模型来描述。从动量交换的角度来考虑，原子在光场中受到的辐射力等于单位时间内散射的光子动量。即： $F = \hbar k R$ ，其中 R 为原子对于光场中光子的散射率，即原子在单位时间内散射光子的数目。单个原子对于共振探测光的吸收功率 $P = \hbar\omega \cdot R$ 。于是，在实验中测得原子云的吸收功率 P 后就可推算原子数

$$N = \frac{P_{\text{total}}}{\hbar\omega \cdot R}$$

在光强远远大于饱和光强时， R 趋近于常数 $\Gamma/2$ ，则原子数可近似表示为：

$$N \approx P_{\text{abs}} / \left(\frac{\Gamma}{2} \cdot \hbar\omega \right)$$

这样可以大大简化实验数据的处理，同时从原理上也避免了因偏振不纯造成的饱和光强误差以及探测光光强的测量误差。

第五章 简并费米气体实验进展

量子简并费米气体 (DFG) 是研究高温超导、超流以及 BEC-BCS 强相互作用区域等物理问题的重要平台。近年来,随着 Feshbach 共振技术和光学晶格技术在超冷原子中的应用,促进了该研究的深入发展,如利用 Feshbach 共振技术对 BEC-BCS Crossover 的研究[79]、玻色-费米混合物的研究[164],在光晶格中观察到 Bloch 振荡[165]、费米面[26]等等。我们前面讨论了在真空气室 (Collection Cell) 中同时实现 ^{40}K 和 ^{87}Rb 两种原子的磁光阱 (MOT)。MOT 的实现是 DFG 实验的第一步。到目前为止我们完成的主要工作还有以下几个部分:

5.1 冷原子的转移

在 DFG 实验中,我们采用了两级真空气室实验方案。第一级 MOT 中俘获的冷原子作为第二级 MOT 的原子源使用,也就是说第一级 MOT 中俘获的冷原子要转移到第二级真空气室 (Science Cell) 中再一次进行 MOT 俘获。冷原子转移有多种方案,比如使用磁导引[166]或者机械装置[167]可以有效地将 MOT 中俘获的冷原子转移到磁阱或微芯片阱中,或者使用一束近共振激光将冷原子推送到第二级真空气室[168-170]。最近,Dimova 等人[171]详细研究了 Rb 原子与 Cs 原子的传输过程,提出了一种简单高效的将冷原子从第一级 MOT 输运到第二级 MOT 的方法。他们对原子流与推送光各参量,包括功率、失谐、发散角和腰斑等的关系进行了研究,并且指出原子流正比于第一级 MOT 的装载率,在实验上得到了 70% 的输运效率。我们研究所腔 QED 小组[94]也对 Cs 原子的输运过程进行了深入研究,包括输运光频率失谐与功率对输运过程的影响。

在我们实验中采用一束近共振激光输运原子,将冷原子样品沿水平方向推送到第二级真空气室。推送光路如图 5.1 所示,用于第一级 MOT 的半导体激光放大器 (TA1) 输出光经过 AOM1 衍射后,0 级光作为推送光使用。0 级衍射光首先经过一个 110MHz 的 AOM2 来设置激光的频率,通过调节 AOM2 可以优化推送光的频率,-1 级衍射光经过光纤滤波后得到基模高斯分布的光斑用作推送光,用一个合适的聚焦透镜对推送光聚焦,将焦点汇聚在气室 MOT 冷原子云前方,光斑扩束尺寸在冷原子俘获区与原子云尺度相仿,以便最大程度地作用于冷原子;同时推送光在第二级真空气室俘获区域处的光斑发散要大,尽量减小推送光对第二级 MOT 俘获

原子产生影响。我们研究了推送光以连续方式和脉冲方式两种情况下对冷原子的运输效果。

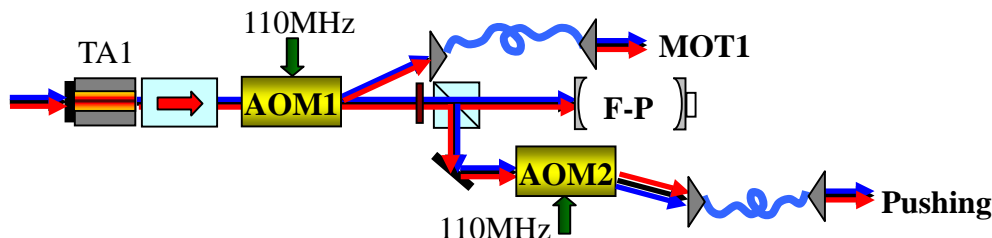


图 5.1 推送光路示意图

当推送光工作在连续方式时，即 AOM1 和 AOM2 同时处于开启状态。推送光的功率很小，约 1mW，可以在俘获冷原子的同时，实时地将俘获到的冷原子推送到第二级真空气室中。

当推送光工作在脉冲方式时，即通过对 AOM1 和 AOM2 进行同时控制，使它们工作在反相状态，从而使 TA1 输出激光工作在“俘获—推送”状态。当 AOM1 开启时，AOM2 处于关断状态，此时进行冷原子俘获；当 AOM1 关断时，同时开启 AOM2，此时将俘获到的冷原子推送到第二级真空气室中。

5.2 第二级 MOT 冷却与俘获

对于第二级 MOT，我们将采用与第一级 MOT 完全相同的实验方案。如图 5.2 所示。首先是激光器系统，仍然采用半导体激光放大器 (TA) 产生 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的冷却光与再抽运光。在整个光路中，从三台注入锁定激光器中输出的光经过一系列波片与棱镜耦合后分成两部分，一部分注入 TA1，放大后用于第一级 MOT。另一部分注入 TA2 中，产生用于第二级 MOT 的光束。 ^{87}Rb 再抽运光由注入锁定从激光器提供。在实验中采用我们自制的放大器作为 TA2，已在 3.1 节中做了说明。俘获原子的四级磁阱由 QUIC 阱的上下两个线圈提供，在磁光阱俘获阶段，线圈工作在小电流状态。原子源是第一级 MOT 俘获的冷原子。第二级真空气室 (Science Cell) 的真空度为 $3 \times 10^{-9}\text{Pa}$ 。在连续推送和脉冲推送的情况下，我们都可以很好的实现第二级 MOT 俘获。

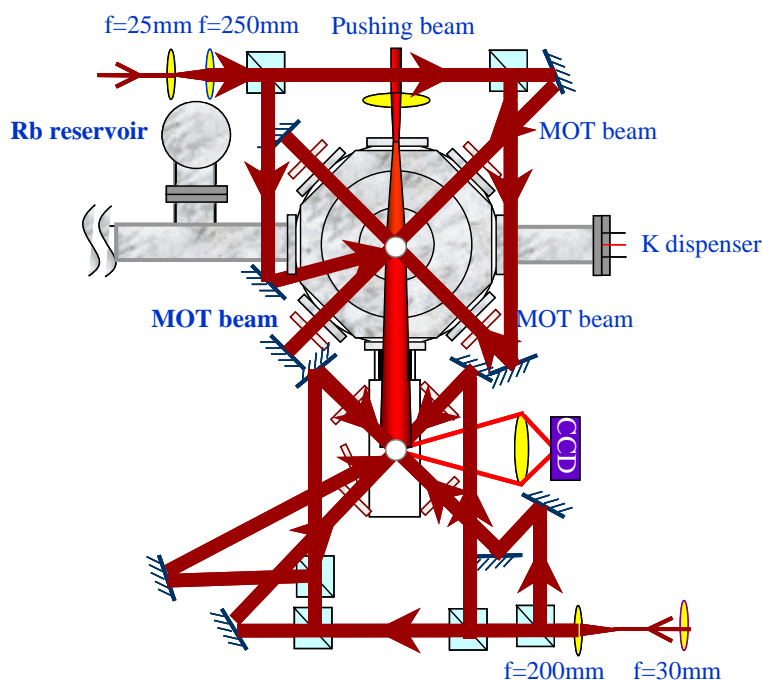


图 5.2 第二级 MOT 冷却与俘获示意图。

5.3 QUIC 阱的设计与制作

我们实验中用到的磁阱是 QUIC 阱，其原理已在第二章 2.3 节做了介绍。QUIC 阱由三个锥形的线圈组成：上下两个线圈设计完全相同，形成四级磁阱，第三个线圈（Ioffe 线圈）放置在侧面，四级线圈与 Ioffe 线圈的轴线相交于一点，共同构成 QUIC 磁阱线圈，如图 5.3 所示。线圈用直径为 1mm 的漆包线在 PP（聚丙烯，Polypropylene）骨架上饶制而成。构成四级磁场的两个线圈的匝数分别为 124 匝。Ioffe 线圈是 173 匝。

PP 材料可以象金属一样进行焊接。在绕制中，线圈层与层之间留有空隙，每一层内每隔几匝也留有空隙，最后把绕好的线圈封装在用 PP 制作的外壳中，将边缘缝隙焊接住。外壳上有两个通水口，在实验过程中要对线圈进行水冷，整个线圈由于内部空隙较大，全部浸泡在水里，可以得到较好的冷却效果，从而保障线圈在大电流情况下正常工作而不会烧坏。同时我们制作了一个自动控制系统，对冷却水的开关状态进行实时监测，进而对线圈电流进行自动控制，确保只有在冷却水开启的情况下才能打开线圈电流，当冷却水断掉后，线圈电流会自动切断。

除了这三个线圈，还有一对线圈分别放置在 Ioffe 线圈两侧，用来产生偏振磁

场。这两个线圈在铝骨架上绕制而成。为了防止涡流，线圈骨架上开了约 2mm 的缝隙。

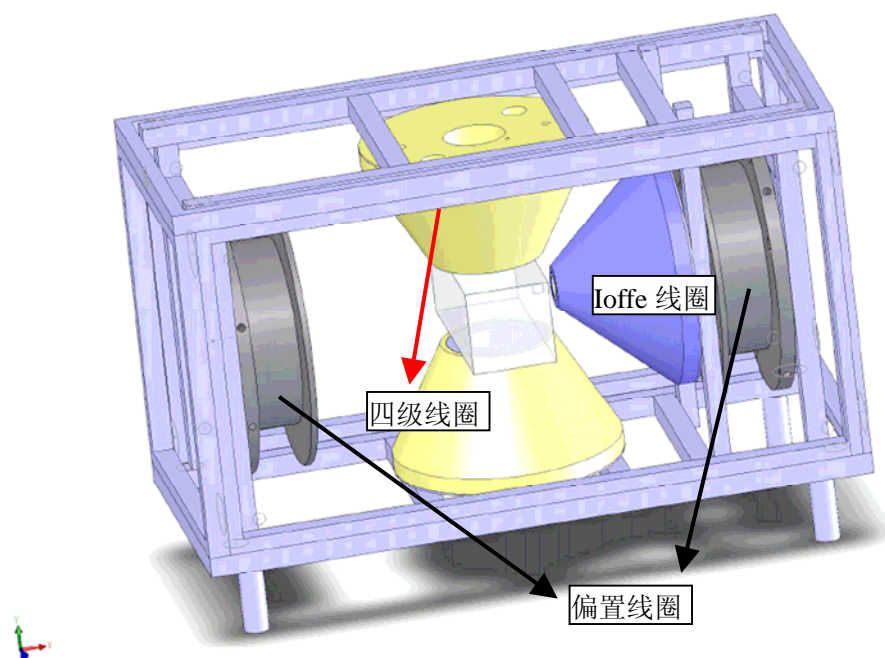


图 5.3 QUIC 阱线圈示意图，其中上下两种锥形线圈是四级线圈，右侧锥形线圈是 Ioffe 线圈，左右两个圆形线圈是偏置线圈。

5.4 计算机程序控制的调试

DFG 实验的完成要经过 MOT 冷却与俘获，冷原子的输运，磁阱装载，蒸发冷却等实验步骤。在这些实验过程中，激光光强、激光频率偏移、光场磁场的开关、磁阱的电流与时序以及 CCD 相机快门的开关等都需要自动控制。因此我们需要建立一套时间序列自动控制系统。该系统以计算机为工作平台，软件部分是用 VC++ 语言编写的控制程序[172]，硬件部分是从美国 NI 公司 (<http://www.ni.com>) 购买的计算机控制卡，包括一块数字卡(PCI-6534),一块模拟输出卡 (PCI-6713) ,一块模拟输入卡 (PCI-MIO-16E-1) 等。为了避免反馈电信号损坏计算机控制卡，我们制作了输入输出隔离卡。为了对冷原子参数进行精确测量，我们采用了精密 CCD 相机 (Andor Technology, DV434-BV)，该相机像素为 1024×1024 ，像素大小为 $13 \mu\text{m}$ 。图 5.4 是时序控制系统结构框图。目前，我们正在进行控制系统程序的调试。

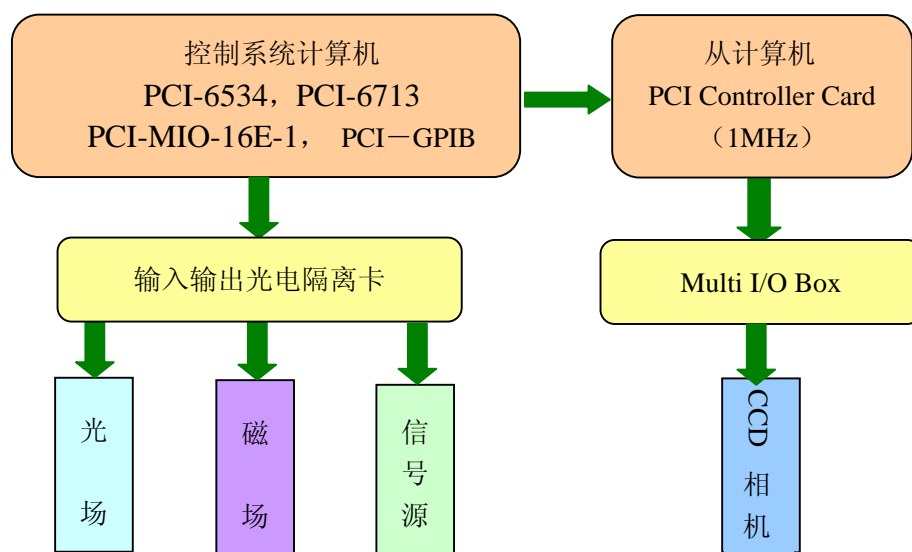


图 5.4 时序控制系统结构图

总之，DFG 是冷原子研究中一个重要的分枝，为许多研究提供了一个重要的平台。尽管我们已经实现了两种原子的磁光阱，但是要实现 DFG 还有许多工作要做，还要付出辛勤的劳动。

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。本文是整个工作的第一部分，实现了玻色子 ^{87}Rb 和费米子 ^{40}K 两种原子的磁光阱 (MOT) 冷却与俘获。这也是国内首次完成的同时冷却与俘获多种原子的实验。

本文对 $^{87}\text{Rb}-^{40}\text{K}$ 玻色费米混和气体磁光阱的实验做了系统总结，主要包括以下几个部分：

第一章介绍了 $^{87}\text{Rb}-^{40}\text{K}$ 玻色费米混和气体磁光阱实验的研究背景。主要是 DFG 实验的基本进展情况，包括 DFG 的物理图像，实验方案的选择，世界各研究小组实验进展情况，以及与冷原子相关的研究课题。

第二章介绍了实现磁光阱所用到的与实验相关的理论。主要包括原子的性质，光场对原子的作用力，磁光阱原理等，对实现 DFG 所要用的磁阱囚禁与蒸发冷却原理等内容也做了简单介绍。

第三章对实验中所用的各个系统做了较为详细的介绍，包括各种激光光源的制作，钾释放剂的制作以及真空系统的搭建等。尤其是钾释放剂的制作方案具有创新性。

第四章具体讲述了 $^{87}\text{Rb}-^{40}\text{K}$ 冷原子的实现过程。

第五章对目前正在进行的工作和下一步的工作做了介绍和展望。

本文主要研究工作以及创新点有下面几个方面：

1, 建立了冷却 ^{87}Rb 和 ^{40}K 原子的激光器系统。采用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和一台半导体激光放大器(TA)组成激光系统。采用饱和吸收技术与调制转移光谱技术实现了主激光器无调制频率锁定，采用声光调制器 (AOM) 移频同时产生冷却 ^{40}K 和 ^{87}Rb 原子的冷却光和再抽运光。该系统结构紧凑，工作稳定。

2, 设计制作了 ^{40}K 含量比较高的钾源。采用 0.125mm 厚的镍铬合金 (80% 镍, 20% 铬) 制作了碱金属释放剂反应样舟，采用高纯金属钙 (Ca, 纯度 99.99

%) 和 ^{40}K 同位素丰度比较高的氯化钾 (KCl , ^{40}K 含量 6.2%) 为反应物制作释放剂。该释放剂能够有效地释放出钾原子, 满足了实验的要求。

3, 设计搭建了水平结构的两级超高真空系统。将实验需要的铷源 (预制备的金属铷泡) 和钾源 (自制的释放剂) 安装在系统上, 经过抽真空过程得到了预期的真空度指标。

4, 实现了 ^{87}Rb 和 ^{40}K 两种原子的磁光阱, 得到了初步冷却的原子样品, 为实现 ^{40}K DFG 和 ^{87}Rb BEC 奠定了基础。

总之, 实现 DFG, 建立一个超冷原子气体实验平台是我们近期的工作目标。MOT 的实现标志着实验有了一个阶段性的进展, 当然要最终实现 DFG 还要经过艰苦的努力和辛勤的工作。在实现 DFG 以后, 可以进行以下几个方面的研究。

- 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。
- 将超冷量子气体与我们所另一主要研究方向——量子光学结合起来, 开展量子信息与量子计算等方向的研究。

参考文献

- [1] S. Chu, L. Hollberg, J. Bjorkholm, et al. 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, et al. Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 169 (1988)
- [4] H. J. Metcalf, P. van der Straaten, *Laser Cooling and Trapping*. Springer 1999.
- [5] E. L. Raab, M. Prentiss, Alex Cable, et al. 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] 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)
- [8] 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)
- [9] 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)
- [10] B. DeMarco and D. S. Jin, Onset of Fermi Degeneracy in a Trapped Atomic Gas, *Science* **285**, 1703 (1999).
- [11] 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).
- [12] W. Ketterle, Nobel lecture: When atoms behave as waves: Bose-Einstein condensation and the atom laser. *Rev. Mod. Phys.* **74**, 1131 (2002).
- [13] F. Dalfovo, S. Giorgini, L.P. Pitaevskii, and S. Stringari. Theory of Bose–Einstein condensation in trapped gases. *Rev. Mod. Phys.* **71**:463 (1999)
- [14] Anthony J. Leggett. Bose-Einstein condensation in the alkali gases: Some fundamental concepts. *Rev. Mod. Phys.*, **73**:307 (2001)

- [15] A. G. Truscott, K. E. Strecker, W. I. McAlexander, et al. Observation of Fermi Pressure in a Gas of Trapped Atoms, *Science* **291**, 2570 (2001).
- [16] F. Schreck, L. Khaykovich, K. L. Corwin, et al. Quasipure Bose-Einstein Condensate Immersed in a Fermi Sea, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 080403 (2001).
- [17] 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)
- [18] Z. Hadzibabic, C. A. Stan, K. Dieckmann, et al. Two species mixture of quantum degenerate Bose and Fermi gases, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 160401 (2002).
- [19] G. Roati, F. Riboli, G. Modugno, and M. Inguscio, Fermi-Bose quantum degenerate ^{40}K - ^{87}Rb mixture with attractive interaction, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 150403 (2002)
- [20] S. Jochim, M. Bartenstein, A. Altmeyer, et al. Bose-Einstein Condensation of Molecules, *Science* **302**, 2101 (2003)
- [21] M. E. Gehm, S. L. Hemmer, S. R. Granade, et al. Mechanical stability of a strongly interacting Fermi gas of atoms, *Phys. Rev. A* **68**: 011401(R) (2003).
- [22] 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).
- [23] 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).
- [24] Z. Hadzibabic, S. Gupta, C. A. Stan, et al. Fiftyfold Improvement in the Number of Quantum Degenerate Fermionic Atoms, *Phys. Rev. Lett.* **91**: 160401 (2003).
- [25] J. Cubizolles, T. Bourdel, S. Kokkelmans, et al. Production of Long-Lived Ultracold Li_2 Molecules from a Fermi Gas, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 240401 (2003)
- [26] M. Kohl., H. Moritz., T. Stoferle, et al. Fermionic Atoms in a Three Dimensional Optical Lattice: Observing Fermi Surfaces, Dynamics, and Interactions *Phys.Rev.Lett.*,**94** 080403(2005)
- [27] C. Silber, S. Gunther, C. Marzok, et al. Quantum-Degenerate Mixture of Fermionic Lithium and Bosonic Rubidium Gases *Phys.Rev.Lett.* **95** 170408. (2005)
- [28] C. Ospelkaus, S. Ospelkaus, K. Sengstock and K. Bongs Interaction-Driven Dynamics of ^{40}K - ^{87}Rb Fermion-Boson Gas Mixtures in the Large-Particle-Number Limit, *Phys.Rev.Lett.* **96** 020401 (2006)

- [29] S. Aubin, S. Myrskog, M.H.T. Extavour, et al. Trapping fermionic ^{40}K and bosonic ^{87}Rb on a chip. *Nature Phys.* **2** 384 (2006)
- [30] J. M. McNamara, T. Jeltes, A. S. Tychkov, et al. Degenerate Bose-Fermi Mixture of Metastable Atoms. *Phys. Rev. Lett.* **97**, 080404 (2006)
- [31] Takeshi Fukuhara, Yosuke Takasu, Mitsutaka Kumakura, and Yoshiro Takahashi, Degenerate Fermi Gases of Ytterbium. *Phys. Rev. Lett.* **98**, 030401 (2007)
- [32] Jonathan Michael Goldwin Ph.D Thesis Quantum Degeneracy and Interactions in the ^{87}Rb - ^{40}K Bose-Fermi Mixture University of Colorado 2005
- [33] D. J. Wineland, R. E. Drullinger, F. L. Walls, Radiation-Pressure Cooling of Bound Resonant Absorbers. *Phys. Rev. Lett* **40**, 1639 (1978)
- [34] G. Modugno, G. Ferrari, G. Roati, et al. Bose-Einstein Condensation of Potassium Atoms by Sympathetic Cooling. *Science* **294**, 1320 (2001).
- [35] H. Feshbach, A unified theory of nuclear reactions II, *Ann. Phys. (NY)* **19**: 287 (1962).
- [36] E. Tiesinga, B. J. Verhaar, and H. T. C. Stoof, Threshold and resonance phenomena in ultracold ground-state collisions. *Phys. Rev. A* **47**, 4114 (1993).
- [37] S. Inouye, M. R. Andrews, J. Stenger, et al. Observation of Feshbach resonances in a Bose-Einstein condensate. *Nature* **392**: 151 (1998).
- [38] J. L. Roberts, N. R. Claussen, J. P. Burke, et al. Resonant Magnetic Field Control of Elastic Scattering in Cold ^{85}Rb . *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5109 (1998).
- [39] Ph. Courteille, R. S. Freeland, D. J. Heinzen, et al. Observation of a Feshbach Resonance in Cold Atom Scattering. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 69 - 72 (1998)
- [40] Thomas Volz, Stephan Durr, Sebastian Ernst, et al. Characterization of elastic scattering near a Feshbach resonance in ^{87}Rb . *Phys. Rev. A* **68**, 010702 (2003)
- [41] A. Marte, T. Volz, J. Schuster, et al., Feshbach Resonances in Rubidium 87: Precision Measurement and Analysis. *Phys. Rev. Lett.* **89**, 283202 (2002)
- [42] L. Khaykovich, F. Schreck, G. Ferrari, et al. Formation of a Matter-Wave Bright Soliton. *Science* **296**, 1290 (2002)
- [43] K. E. Strecker, G. B. Partridge, A.G. Truscott, R.G. Hulet, Formation and propagation of matter-wave soliton trains. *Nature (London)* **417**, 150 (2002).
- [44] C. Chin, V. Vuletic, A. J. Kerman, and S. Chu, High Resolution Feshbach Spectroscopy of Cesium. *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2717 (2000).

- [45] Loftus, C. A. Regal, C. Ticknor, et al. Resonant Control of Elastic Collisions in an Optically Trapped Fermi Gas of Atoms. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 173201 (2002)
- [46] C. H. Schunck, M. W. Zwierlein, C. A. Stan, S. M. F. Raupach, and W. Ketterle, Feshbach resonances in fermionic ⁶Li. *Phys. Rev. A* **71**, 045601 (2005)
- [47] S. Jochim, M. Bartenstein, G. Hendl, et al. Magnetic Field Control of Elastic Scattering in a Cold Gas of Fermionic Lithium Atoms. *Phys. Rev. Lett.* **89**, 273202 (2002)
- [48] C. A. Stan, M. W. Zwierlein, C. H. Schunck, et al. Observation of Feshbach Resonances between Two Different Atomic Species. *Phys. Rev. Lett.* **93**, 143001 (2004)
- [49] S. Inouye, J. Goldwin, M. L. Olsen, et al. Observation of Heteronuclear Feshbach Resonances in a Mixture of Bosons and Fermions. *Phys. Rev. Lett.* **93**, 183201 (2004)
- [50] Francesca Ferlaino, Chiara D'Errico, Giacomo Roati, et al.. Feshbach spectroscopy of a K-Rb atomic mixture. *Phys. Rev. A* **73**, 040702(R) (2006)
- [51] S. Ospelkaus, C. Ospelkaus, L. Humbert, et al. Tuning of Heteronuclear Interactions in a Degenerate Fermi-Bose Mixture. *Phys. Rev. Lett.* **97** 120403(2006)
- [52] E. A. Donley, N. R. Claussen, S. L. Cornish, et al. Dynamics of collapsing and exploding Bose-Einstein condensates. *Nature* **412**, 295 (2001).
- [53] J. Herbig, T. Kraemer, M. Mark, et al. Preparation of a Pure Molecular Quantum Gas. *Science* **301**, 1510 (2003).
- [54] K. Xu, T. Mukaiyama, J. R. Abo-Shaeer, et al. Formation of Quantum-Degenerate Sodium Molecules. *Phys. Rev. Lett.* **91**, 210402 (2003).
- [55] S. Durr, A. Volz, T. Marte, and G. Rempe, Observation of Molecules Produced from a Bose-Einstein Condensate. *Phys. Rev. Lett.* **92**, 020406 (2004).
- [56] E. Hodby, S. T. Thompson, et al. Production Efficiency of Ultracold Feshbach Molecules in Bosonic and Fermionic Systems. *Phys. Rev. Lett.* **94**, 120402 (2005).
- [57] M. Greiner, C. A. Regal, and D. S. Jin, Emergence of a molecular Bose-Einstein condensate from a Fermi gas. *Nature* **426**, 540 (2003).
- [58] M. W. Zwierlein, C. A. Stan, C. H. Schunck, et al. Observation of Bose-Einstein Condensation of Molecules. *Phys. Rev. Lett.* **91**, 250401 (2003).
- [59] T. Bourdel, L. Khaykovich, J. Cubizolles, J. Zhang, et al. Experimental Study of the BEC-BCS Crossover Region in Lithium 6. *Phys. Rev. Lett.* **93**, 050401 (2004).

- [60] C. A. Regal, M. Greiner, and D. S. Jin, Observation of Resonance Condensation of Fermionic Atom Pairs, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 040403 (2004).
- [61] M. Zwierlein, C. A. Stan, C. H. Schunck, et al. Condensation of Pairs of Fermionic Atoms near a Feshbach Resonance, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 120403 (2004).
- [62] C. Chin, M. Bartenstein, A. Altmeyer, et al. Observation of the pairing gap in a strongly interacting Fermi gas, *Science* **305**, 1128 (2004).
- [63] Cindy Regal, Experimental realization of BCS-BEC crossover physics with a Fermi gas of atoms, Ph D thesis, University of Colorado, Boulder(2005)
- [64] J. T. Bahns, P. L. Gould and W. C. Stwalley, Formation of Cold ($T= 1\text{K}$) Molecules, *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **42**, 171-224 (2000).
- [65] F. Masnou-Seeuws and P. Pillet, Formation of ultracold molecules via photoassociation in a gas of laser-cooled atoms, *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **47**, 53-127, (2001).
- [66] J. J. Hudson, B. E. Sauer, M. R. Tarbutt et al. Measurement of the Electron Electric Dipole Moment Using YbF Molecules, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 023003 (2002).
- [67] J. D. Weinstein, R. deCarvalho, T. Guillet, et al. Magnetic trapping of calcium monohydride molecules at millikelvin temperatures, *Nature* **395**, 148 (1998).
- [68] H. L. Bethlem, G. Berden, and G. Meijer, Decelerating neutral dipolar molecules, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1558 (1999).
- [69] H. L. Bethlem, G. Berden, F. M. H. Crompvoets, R. T. Jongma, A. J. A. van Roij, and G. Meijer, Electrostatic trapping of ammonia molecules, *Nature* **406**, 491 (2000).
- [70] H. R. Thorsheim, J. Weiner, and P. S. Julienne, Laser-induced photoassociation of ultracold sodium atoms, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2420 (1987).
- [71] A. Fioretti, D. Comparat, A. Crubellier, et al. Formation of cold Cs_2 Molecules through Photoassociation, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4402 (1998).
- [72] T. Takekoshi, B. M. Patterson, and R. J. Knize, Observation of optically trapped cold cesium molecules, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5105 (1998).
- [73] A. N. Nikolov, E. E. Eyler, X. T. Wang, et al. Observation of Ultracold Ground-State Potassium Molecules, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 703 (1999).
- [74] A. J. Leggett, Diatomic Molecules and Cooper Pairs, et al. *Modern Trends in the Theory of Condensed Matter*, 13-27, Springer-Verlag, Berlin(1980)

- [75] M. Holland, S. J. J. M. F. Kokkelmans, M. L. Chiofalo, and R. Walser, Resonance Superfluidity in a Quantum Degenerate Fermi Gas, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 120406 (2001).
- [76] Y. Ohashi and A. Griffin, BCS-BEC Crossover in a Gas of Fermi Atoms with a Feshbach Resonance, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 130402 (2002).
- [77] J. Stajic, J. N. Milstein, Q. Chen, et al. Nature of superfluidity in ultracold Fermi gases near Feshbach resonances, *Phys. Rev. A* **69**, 063610 (2004).
- [78] Q. Chen, J. Stajic, S. Tan, and K. Levin, BCS-BEC Crossover: From High Temperature Superconductors to Ultracold Superfluids, *condmat/0404274* (2004).
- [79] Rudolf Grimm, Ultracold Fermi gases in the BEC-BCS crossover: a review from the Innsbruck perspective, *condmat/0703091* (2007).
- [80] D. Jaksch, C. Bruder, J. I. Cirac, C. W. Gardiner, and P. Zoller, Cold Bosonic Atoms in Optical Lattices, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3108 - 3111 (1998)
- [81] Markus Greiner, Olaf Mandel, Tilman Esslinger, et al. Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms, *Nature* **415**, 39 - 44 (2002)
- [82] J. Hecker Denschlag, J. E. Simsarian, H. Haffner, et al. A Bose-Einstein Condensate in an optical lattice, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **35**, 3095 (2002)
- [83] B. Paredes, A. Widera, V. Murg, O. Mandel, et al. Tonks-Girardeau gas of ultracold atoms in an optical lattice *Nature* **430** (2004).
- [84] Th. Anker, M. Albiez, R. Gati, S. Hunsmann, et al. Nonlinear Self-Trapping of Matter Waves in Periodic Potentials, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 020403 (2005).
- [85] H. Moritz, T. Stoferle, M. Kohl, and T. Esslinger, Exciting collective oscillations in a trapped 1D gas, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 250402 (2003).
- [86] C. Fort, F. Cataliotti, L. Fallani, et al. Collective excitations of a trapped Bose-Einstein condensate in the presence of a 1D optical lattice, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 140405 (2003).
- [87] C. Schori, T. Stoferle, H. Moritz, M. Kohl, and T. Esslinger, Excitations of a Superfluid in a 3D Optical Lattice, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 240402 (2004).
- [88] S. Peil, J. V. Porto, B. Laburthe Tolra, et al. Patterned loading of a Bose-Einstein condensate into an optical lattice, *Phys. Rev. A* **67**, 051603 (2003).
- [89] M. Jona-Lasinio, O. Morsch, M. Cristiani, et al. Asymmetric Landau-Zener Tunneling in a Periodic Potential, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 230406 (2003).

- [90] F. Cataliotti, S. Burger, C. Fort, et al. Josephson Junction arrays with Bose-Einstein Condensates, *Science* **293**, 843 (2001).
- [91] M. Taglieber, A.-C. Voigt, F. Henkel, et al. Simultaneous Magneto-Optical Trapping of Three Atomic Species *Phys. Rev. A*, **73**, 011402 (2006)
- [92] 耿涛, 李刚, 王军民, 张天才, 腔量子电动力学与量子信息过程, *量子电子学报*, **21**, 719 (2004)
- [93] 耿涛 基于光学微腔量子电动力学的原子操控 山西大学 2006 届博士研究生学位论文
- [94] 阎树斌 用于腔量子电动力学实验的铯原子双磁光阱及其冷原子输运研究 山西大学 2006 届博士研究生学位论文
- [95] T. P. Heavner, S. R. Jefferts, E. A. Donley, et al. "Recent improvements in NIST-F1 and a resulting accuracy of $f/f = 0.61 \times 10^{-15}$," *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **54**, 842–845 (2005)
- [96] Masao Takamoto, Feng-Lei Hong, Ryoichi Higashi, Hidetoshi Katori, An optical lattice clock, *Nature* **435**, 321 - 324 (2005)
- [97] Andrew D. Ludlow, Martin M. Boyd, Tanya Zelevinsky, et al. Systematic Study of the ^{87}Sr Clock Transition in an Optical Lattice, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 033003 (2006)
- [98] Sergey G. Porsev, Andrei Derevianko, E. N. Fortson, Possibility of an optical clock using the $6^1\text{S}_0 \rightarrow 6^3\text{P}_0$ transition in $^{171,173}\text{Yb}$ atoms held in an optical lattice, *Phys. Rev. A* **69**, 021403(R) (2004)
- [99] Z.W. Barber, C.W. Hoyt, C.W. Oates, and L. Hollberg, Direct Excitation of the Forbidden Clock Transition in Neutral ^{174}Yb Atoms Confined to an Optical Lattice, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 083002 (2006)
- [100] Peter Staunum, Stephan D. Kraft, Jorg Lange, et al. Experimental investigation of ultracold atom-molecule collisions, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 023201 (2006)
- [101] N. Zahzam, T. Vogt, M. Mudrich, D. Comparat, and P. Pillet, Atom-Molecule Collisions in an Optically Trapped Gas, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 023202 (2006)
- [102] Jeremy M. Hutson, Pavel Soldan, Molecular collisions in ultracold atomic gases, *International Reviews in Physical Chemistry*, **26**(1) (2007)
- [103] Achim Peters, Keng Yeow Chung, Steven Chu, Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms, *Nature* **400**, 849 - 852 (1999)

- [104] M. J. Snadden, J. M. McGuirk, P. Bouyer, K. G. Haritos, and M. A. Kasevich, Measurement of the Earth's Gravity Gradient with an Atom Interferometer-Based Gravity Gradiometer, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 971 - 974 (1998)
- [105] Sebastian Fray, Cristina Alvarez Diez, Theodor W. Hansch, and Martin Weitz, Atomic Interferometer with Amplitude Gratings of Light and Its Applications to Atom Based Tests of the Equivalence Principle, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 240404 (2004)
- [106] G.M.Tino, "High precision gravity measurements by atom interferometry", In *A Relativistic Spacetime Odyssey- Proceedings of JH Workshop, Firenze, 2001* (World Scientific, 2003)
- [107] S. Dimopoulos, A.A. Geraci, *Phys. Rev. D* **68**, 124021 (2003)
- [108] G. Ferrari, N. Poli, F. Sorrentino, and G. M. Tino, Long-Lived Bloch Oscillations with Bosonic Sr Atoms and Application to Gravity Measurement at the Micrometer Scale, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 060402 (2006)
- [109] A. Bertoldi, G. Lamporesi, L. Cacciapuoti, et al. Atom interferometry gravity-gradiometer for the determination of the Newtonian gravitational constant G , *Eur. Phys. J. D* **40**, 271–279 (2006)
- [110] J. M. McGuirk, G. T. Foster, J. B. Fixler, et al. Sensitive absolute-gravity gradiometry using atom interferometry, *Phys. Rev. A* **65**, 033608 (2002)
- [111] E. G. M. van Kempen, S. J. J. M. F. Kokkelmans, D. J. Heinzen, and B. J. Verhaar, Interisotope Determination of Ultracold Rubidium Interactions from Three High-Precision Experiments, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 093201 (2002).
- [112] S. L. Cornish, N. R. Claussen, J. L. Roberts, et al. "Stable ^{85}Rb Bose-Einstein Condensates with Widely Tunable Interactions", *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1795 (2000)
- [113] J. L. Roberts, N. R. Claussen, S. L. Cornish, et al. Controlled Collapse of a Bose-Einstein Condensate, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4211, (2001)
- [114] G. Roati, M. Zaccanti, C. D'Errico, et al. ^{39}K Bose-Einstein condensate with tunable interactions, *cond-mat/0703714*(2007)
- [115] E.Arimondo, M. Inguscio, and P. Violino, "Experimental determinations of the hyperfine structure in the alkali atoms" *Rev. Mod. Phys.* **49**, 31(1977)

- [116] R.S.Williamson III, Magneto-optical trapping of potassium isotopes, Ph.D.thesis University of Wisconsin–madison.(1997)
- [117]张靖, 原子物理学讲义, 山西大学光电研究所 (2006)
- [118]王鹏军, 原子物理笔记, 山西大学光电研究所 (2006)
- [119]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)
- [120]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)
- [121] Alan L. Migdall, John V. Prodan, William D. Phillips, et al. First Observation of Magnetically Trapped Neutral Atoms, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2596 - 2599 (1985)
- [122]Steven Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin, and A. Cable, Experimental Observation of Optically Trapped Atoms, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 314 - 317 (1986)
- [123] Ashkin A, Gordon J P, “Stability of Radiation-Pressure Particle Traps: an Optical Earnshaw Theorem” *Opt. Lett.*, Vol. **8**, 511 (1983)
- [124] T. Bergeman, Gidon Erez, Harold J. Metcalf, Magnetostatic trapping fields for neutral atoms, *Phys. Rev. A* **35**, 1535 - 1546 (1987)
- [125] T. Esslinger, I. Bloch, and T. W. Hansch, Bose-Einstein condensation in a quadrupole-Ioffe-configuration trap, *Phys. Rev. A* **58**, R2664-2667 (1987)
- [126] H. F. Hess, “Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen” *Phys. Rev. B* **34**, 3476 (1986).
- [127] Naoto Masuhara, John M. Doyle, Jon C. Sandberg, et al. “Evaporative Cooling of Spin-Polarized Atomic Hydrogen” *Phys. Rev. Lett.* **61**, 935 (1988)
- [128] 陈帅, ^{87}Rb 原子玻色-爱因斯坦凝聚的实验研究, 北京大学博士研究生学位论文 (2004)
- [129] W. Ketterle and N.J. van Druten, Evaporative cooling of atoms. *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*, **37**, 181-236 (1996)
- [130] C. E. Wieman, L. Hollberg, “Using diode lasers for atomic physics”. *Rev Sci Instrum*, **62**, 1-20 (1991)
- [131] G. Ferrari, M. Mewes, F. Schreck, and C. Salomon, “High-power multiple-frequency narrow-linewidth laser source based on a semiconductor tapered amplifier”, *Opt. Lett.* **24** 151 (1999)

- [132] S. Aubin, M. H. T. Extavour, S. Myrskog, et al. “Trapping fermionic ^{40}K and bosonic ^{87}Rb on a chip” *J. Low Temp. Phys.* **140** 377-396 (2005)
- [133] J. Goldwin, S. B. Papp, B. DeMarco, and D. S. Jin, “Two-species magneto-optical trap with ^{40}K and ^{87}Rb ”, *Phys. Rev. A* **65** 021402(R) (2002)
- [134] 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)
- [135] 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)
- [136] C. S. Fletcher, J. D. Close. Extended temperature tuning of an external cavity diode laser, *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **78**, 305 (2004)
- [137] B. DeMarco, “Quantum Behavior of an Atomic Fermi Gas”, Ph.D. thesis, University of Colorado, Boulder (2001)
- [138] T. Day, F. Luecke, and M. Brownell. “Continuously tunable diode lasers”, *Lasers and Optronics*, **6**, 15~17 (1993)
- [139] A. S. Arnold, J. S. Wilson, and M. G. Boshier, “A simple extended-cavity diode laser” *Rev Sci Instrum*, **69**, 1236~1239 (1998)
- [140] 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**, 4477~4479 (2001)
- [141] 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)
- [142] C. Petridis, I. D. Lindsay, D. J. M. Stothard, et al. “Mode-hop-free tuning over 80 GHz of an extended cavity diode laser without antireflection coating”, *Rev Sci Instrum*, **72**, 3811~3815 (2001)
- [143] 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* **13**(1) 56 (2007)
- [144] Yaakov Shevy and Hua Deng, Frequency-stable and ultranarrow-linewidth semiconductor laser locked directly to an atomic-cesium transition, *Opt. Lett.*, **23**, 472 (1998)

- [145] H. Stoehr, F. Mensing, J. Helmcke, and U. Sterr, Diode laser with 1 Hz linewidth, *Opt.Lett*, **31**,736(2006)
- [146] 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)
- [147] Corwin K L, Lu Z T, Hand C F, Epstein R J, Wieman C E, “Frequency-stabilized diode laser with the Zeeman shift in an atomic vapor”, *Appl. Opt.*, Vol.**37** 3295 (1998)
- [148] Junmin Wang, Shubin Yan, Yanhua Wang, Tao Liu, Tiancai Zhang, “Modulation free frequency stabilization of a grating-external-cavity diode laser by magnetically induced sub-Doppler dichroism in cesium vapor cell”, *Japanese Journal of Applied Physics*, **43** 1168 (2004)
- [149] 闫树斌, 王彦华, 刘涛, 张天才, 王军民, “声光偏频亚多普勒光谱无调制激光频率锁定”, *光学学报* **24** 1335 (2004)
- [150] 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)
- [151] 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)
- [152] W. Phillips and H. Metcalf. “Laser Deceleration of an Atomic Beam”. *Phys.Rev.Lett.* **48**,596(1982)
- [153] C.Wieman, G.Flowers, S.Glibert, “Inexpensive laser cooling and trapping experiment for undergraduate laboratories”, *Am.J.Phys.* **63**(4) 317 (1995)
- [154] F. S. Cataliotti, E. A. Cornell, C. Fort, et al. Magneto-optical trapping of Fermionic potassium atoms, *Phys. Rev. A*, **57**, 1136 (1998)
- [155] B. DeMarco, H. Rohner, and D S Jin, “An Enriched ⁴⁰K Source for fermionic atom studies”, *Rev. Sci.Instrum.* **70**, 1967(1999)
- [156] WEI Dong, XIONG De-Zhi, CHEN Hai-Xia, ZHANG Jing, “An Enriched ⁴⁰K Source for Atomic Cooling”, *CHIN.PHYS.LETT.* **24**(3),679 (2007)
- [157] Alkali metal dispenser is available from SAES Getters <http://www.saesgetters.com>
- [158] Dave McKay, Summer report 2004. University of Toronto
- [159] Different abundance ⁴⁰K enriched KCl is available from Trace Sciences International Inc. www.isotopetrace.com

- [160] 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)
- [161] J. Goldwin, S. B. Papp, B. DeMarco, and D. S. Jin, Two-species magneto-optical trap with ^{40}K and ^{87}Rb , *Phys. Rev. A* **65** 021402(R) (2002)
- [162] 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)
- [163] 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. Submitted to *Chinese Physics Letters*.
- [164] Giovanni Modugno , Fermi-Bose mixture with tunable interactions , **condmat/0702277** (2007).
- [165] G. Roati, E. de Mirandes, F. Ferlaino, et al. Atom Interferometry with Trapped Fermi Gases, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 230402 (2004).
- [166] Markus Greiner, Immanuel Bloch, Theodor W. Hansch, and Tilman Esslinger, Magnetic transport of trapped cold atoms over a large distance, *Phys. Rev. A* **63**, 031401 (2001)
- [167] H. J. Lewandowski, D. M. Harber, D. L. Whitaker, and E. A. Cornell, Simplified System for Creating a Bose–Einstein Condensate, *J. Low Temp. Phys.*, **132** 309(2003)
- [168] W. Wohlleben, F. Chevy, K. Madison, and J. Dalibard, An atom faucet, *Eur. Phys. J. D* **15**, 237(2001)
- [169] L. Cacciapuoti, A. Castrillo, M. de Angelis, and G.M. Tino, A continuous cold atomic beam from a magneto-optical trap, *Eur. Phys. J. D* **15**, 245(2001)
- [170] Yan Shu-Bin, Geng Tao, Zhang Tian-Cai and Wang Jun-Min, Continuously transferring cold atoms in caesium double magneto-optical trap, *Chinese Physics* **15**, 1746(2006)
- [171] E. Dimova, O. Morizot, G. Stern, et al. Continuous transfer and laser guiding between two cold atom traps, *Eur. Phys. J. D* **42**, 299(2007)
- [172]冷原子实验计算机控制程序可以参考 <http://www.nintaka.com>

博士研究生期间完成的学术论文

- 1, Jing Zhang **Dong Wei** Changde Xie Kunchi Peng Characteristics of absorption and dispersion for rubidium D₂ lines with the modulation transfer spectrum . **Optics express** **11** 1338 (2003)
- 2, **WEI Dong** XIONG De-Zhi CHEN Hai-Xia ZHANG Jing An Enriched ⁴⁰K Source for Atomic Cooling **Chinese Physics Letters** **24**(3) 679 (2007)
- 3, **WEI Dong** XIONG De-Zhi CHEN Hai-Xia WANG Peng-Jun GUO Lu ZHANG Jing Simultaneous magneto-optical trapping of fermionic ⁴⁰K and bosonic ⁸⁷Rb atoms **Chinese Physics Letters** **24**(6) 1541 (2007)
- 4, Hongliang Ma Chenguang Ye **Dong Wei** and Jing Zhang Coherence Phenomena in the Phase-Sensitive Optical Parametric Amplification inside a Cavity. **Phys Rev Lett** **95** 233601 (2005)
- 5, 卫栋 陈海霞 熊德智 张靖 ⁴⁰K—⁸⁷Rb原子冷却的半导体激光器系统 **物理学报** **55** 6342 (2006)
- 6, 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** **13**(1) 56 (2007)
- 7, 马红亮 卫栋 叶晨光 张靖 彭堃堦 利用周期性极化 KTiOPO₄晶体参量缩小过程产生明亮振幅压缩光 **物理学报** **54** 3637 (2005)
- 8, 张靖 陶桦 卫栋 董雅宾 耿涛 王军民 彭堃堦 Rb原子饱和吸收半导体激光器系统稳频 **光学学报** **23** 197(2003)
- 9, 卫栋 熊德智 陈海霞 张靖 费米子⁴⁰K和玻色子⁸⁷Rb的磁光冷却与俘获 **量子光学学报** **12** (增刊) 第十二届全国量子光学学术会议, 2006年8月, 南昌

致 谢

论文完稿之际，感触很多。回首往事，点点滴滴只是残存在记忆中的碎片，时而清晰、时而模糊，有岁月如歌的灿烂，有时光荏苒的感伤。但光电所浓厚的学术氛围和深厚的学术积淀却让我终身难忘，光电所各位老师严谨的科学态度和勤奋钻研的科学精神永远是我学习的榜样。

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。

感谢彭堃堃教授、谢常德教授，他们崇高的人格，渊博的学识是我们青年学子学习的典范，这些年他们的言传身教必定对我们今后的学习、工作与生活产生巨大的影响。

感谢我的导师张靖教授对我学习和工作上的指导与帮助。他敏锐的洞察力，严谨的科学态度和忘我的工作精神让我从他身上学到了许多东西，也切身体会到了一名科技工作者所应具备的素质。感谢王军民教授在硕士阶段的指导和多年来对我的关怀。

感谢郜江瑞教授、张天才教授、张宽收教授、王海教授、张俊香教授、潘庆教授、李永民副教授、贾晓军副教授几年来的指导与帮助。感谢无私传授知识的苏大春教授、周国生教授、陈昌民教授、郭蕊香老师、刘海峰研究员。感谢张晋彪副所长、苗德嘉老师、郑晋玲老师、邓保国师傅、程娇荣师傅、高星、石枫等对我学习、工作的支持。感谢激光车间和电子车间王润林老师、李风琴老师、王尚廉老师、张壹老师、秦镇南师傅、刘启华师傅、袁通、李慧芳、胡慧芬、高岩霞等帮助；感谢机加工车间和外贸部石柱、冯东浩、魏克勤、郭宪贞、高建森、陈靖、吴艾军、张莉等师傅的帮助。

感谢同小组的陶桦、马红亮、叶晨光、陈海霞、熊德智、王鹏军、郭璐、于旭东、高峰等同学的帮助；感谢郑耀辉、赵法刚、耿涛、阎树斌、董雅宾、姚景芹、邹宏新、田晋平、马杰、王波、李刚、王彦华、苏晓龙、杨旭东等同学的帮助。感谢六年来朝夕相处的每一位老师和同学。

感谢父母对我的养育之恩，对我在学业上的理解与支持。感谢奶奶、姥姥和所有亲人对我的关怀、鼓励与支持。

个人简况及联系方式

【个人基本信息】

姓名：卫栋 性别：男
籍贯：山西省曲沃县 民族：汉族
出生日期：1977年6月 健康状况：良好
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
工作去向：山西大学物理电子工程学院
联系电话：0351-8586083（小灵通）
电子邮件：sxdxgdswd@sxu.edu.cn wdd518@yahoo.com.cn

【学习与工作简历】

1991, 9-1995, 7	山西省曲沃中学学习	学生
1995, 9-1999, 7	山西师范大学物理系学习	本科生
1999, 7-2001, 9	山西省曲沃中学任教	物理教师
2001, 9-2007, 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学习	硕博连读研究生