



山西大学
SHANXI UNIVERSITY

2022 届硕士学位论文

^{39}K - ^{87}Rb 双组分玻色-爱因斯坦凝聚
体的实验制备

作者姓名	聂亮
指导教师	王鹏军 教授 张靖 教授
学科专业	光学
研究方向	超冷原子物理
培养单位	量子光学与光量子器件国家重点实验室
学习年限	2019 年 9 月至 2022 年 6 月

二〇二二年六月

山西大学

2022 届硕士学位论文

^{39}K - ^{87}Rb 双组分玻色-爱因斯坦凝聚体的实验制备

作者姓名	聂亮
指导教师	王鹏军 教授 张靖 教授
学科专业	光学
研究方向	超冷原子物理
培养单位	量子光学与光量子器件国家重点实验室
学习年限	2019 年 9 月至 2022 年 6 月

二〇二二年六月

Thesis for Master's degree, Shanxi University, 2022

Production of dual-species Bose-Einstein condensate
of ^{39}K - ^{87}Rb mixture

Student Name

Supervisor

Prof. Peng-jun Wang

Prof. Jing Zhang

Major

Optics

Specialty

Ultracold Atomic Physics

Department

The State Key Laboratory of
Quantum Optics and Quantum
Devices, Opto-Electronics,
Shanxi University

Research Duration

2019.09-2022.06

June, 2022

中文摘要

超冷原子气体是研究量子物理体系的一个理想平台，可以通过磁 Feshbach 共振技术来调节原子之间的相互作用强度，改变系统的某些参数，从而研究各种多体物理现象。本论文基于 $|1,1\rangle$ 和 $|1,-1\rangle$ 态 ^{39}K - ^{87}Rb 混合气体的双组分玻色-爱因斯坦凝聚体 (Bose-Einstein condensate, BEC)，对其可调谐相互作用进行了相关的研究。

由于 ^{39}K 原子气体的背景散射长度是负值，因此获得较多原子数量的 ^{39}K BEC 是比较困难的，所以我们利用磁 Feshbach 共振技术来操控其散射长度，将其背景散射长度调节为正值，避免了原子之间的相互吸引导致原子塌缩。 ^{39}K 原子的 s 波散射长度可以精确和大范围的调谐，主要是因为在其基态上存在一些非常宽的 Feshbach 共振区域。除此之外 ^{39}K 和 ^{87}Rb 的异核 s 波散射长度也可以大范围的调谐，从而增加了原子之间的弹性碰撞，使原子气体可以进行有效的蒸发冷却。本文的主要工作体现在以下方面。

使用两级磁光阱(magneto-optical trap, MOT)对 ^{39}K - ^{87}Rb 混合气体进行冷却和俘获。首先在二维磁光阱中俘获一束沿水平方向的 ^{39}K - ^{87}Rb 原子束。然后推送光将原子束转移到三维磁光阱中进一步冷却，在三维磁光阱中 ^{39}K 采用亮 MOT 技术， ^{87}Rb 采用暗 MOT 技术，同时用 K 原子 D1 线构造灰色黏团冷却 (gray molasses) ^{39}K ，光学粘团冷却 (optical molasses) ^{87}Rb 。通过光泵浦将 ^{39}K - ^{87}Rb 原子抽运到 $|2,2\rangle$ 态上。然后将混合气体装载到磁阱进行蒸发，再将原子转移到 1064 nm 光束的交叉偶极阱中进一步蒸发冷却，同时分别用微波和射频将 ^{87}Rb 和 ^{39}K 从 $|2,2\rangle$ 态转移到 $|1,1\rangle$ 态。利用 $|1,1\rangle$ 态 ^{39}K 原子在 402.5 G 的 s 波 Feshbach 共振点，最终在 372.6 G 的磁场下，将 ^{39}K 的散射长度调节为正值，制备了 $|1,1\rangle$ 态 ^{39}K - ^{87}Rb 的双组分 BEC。

在低磁场下用射频信号将 ^{87}Rb 和 ^{39}K 从 $|1,1\rangle$ 态转移到 $|1,-1\rangle$ 态。测量了在 0-200 G 磁场强度范围内， $|1,-1\rangle$ 态 ^{39}K - ^{87}Rb 混合气体的同核和异核 Feshbach 共振，从而利用磁 Feshbach 共振技术在 ^{39}K 同核的共振点附近，调节了其散射长度的符号，实现 $|1,-1\rangle$ 态 ^{39}K 原子气体有效的蒸发冷却。通过优化 ^{39}K - ^{87}Rb 混合气体中原子同核和异核的相互作用，进一步比较了在不同磁场区域 ^{39}K - ^{87}Rb 混合气体的协同蒸发冷却效率。最后，在 117.8 G 的磁场下，实验上制备出 ^{39}K - ^{87}Rb 混合气体

$|1, -1\rangle$ 态双组分 BEC，为接下来进一步研究量子液滴等相互作用体系提供了理想的平台。

关键词： 双组分玻色-爱因斯坦凝聚体；Feshbach 共振；蒸发冷却；协同冷却

ABSTRACT

Ultracold atomic mixtures have been proved to be a powerful and ideal platform to address quantum physical systems. By using the magnetic Feshbach resonance technique, we can adjust the interaction strength between atoms and better control the parameters of the system to further study a wide variety of problems in many-body physics. In this thesis, a series of studies on the ^{39}K - ^{87}Rb mixture in the hyperfine ground states $|1, -1\rangle$ and $|1, 1\rangle$ with tunable interactions are presented.

Achieving a large number of ^{39}K BEC is difficult due to the limitations of the negative background scattering length. One may employ Feshbach resonance to control the sign and strength of scattering length and adjust its background scattering length to a positive value to avoid the atomic collapse caused by the mutual attraction between atoms. The s-wave scattering length of the ^{39}K atoms can be tuned precisely and over a wide range, mainly due to the presence of a very broad Feshbach resonance in its ground state. In addition, the inter-species s-wave scattering lengths of ^{39}K and ^{87}Rb can also be tuned to increase the elastic collision between atoms, thus obtaining effectively evaporative cooling. The main work of this thesis is presented in the following aspects.

Cooling and trapping of ^{39}K - ^{87}Rb gas mixture using a two-stage magneto-optical trap (MOT) We begin by cooling and trapping a mixture of ^{39}K and ^{87}Rb atomic beam in the 2D magneto-optical trap (MOT). This atomic beam is then pushed to the 3D MOT that collected atoms in bright MOT of ^{39}K and in dark MOT ^{87}Rb to overcome the light-assisted losses of ^{39}K atoms. We apply gray molasses to cool ^{39}K on the D1 line, which effectively increases the phase density and atoms number. Simultaneously, the normal molasses is employed for ^{87}Rb . Right after the molasses step, two species atoms are optically pumped to their stretched Zeeman $|2, 2\rangle$. The spin states of two species atoms are then transferred into the selected states by utilizing radio frequency (RF) and microwave (MW) adiabatic passages. Two species atoms are prepared for $|1, 1\rangle$ and transferred to the crossed optical dipole trap. These atoms are sympathetically cooled in the optical trap by reducing the power of 1064 nm laser beams. The dual species BECs of

^{39}K and ^{87}Rb in the hyperfine ground states $|1,1\rangle$ are obtained by using the s-wave Feshbach resonance point of ^{39}K atom at 402.5 G and finally adjusting the scattering length of ^{39}K to a positive value at a 372.6 G magnetic field.

We sweep RF at low magnetic field to transfer both atoms from the $|1,1\rangle$ state to the $|1,-1\rangle$ state. We have observed the homonuclear and heteronuclear Feshbach resonance in their hyperfine ground states $|1,-1\rangle$ at magnetic fields between 0 and 200 G. Feshbach resonance can be used to change the s-wave scattering length by controlling the magnitude of an applied magnetic field to control over the interspecies interactions for efficient sympathetic cooling of the ^{39}K down to the degenerate regime. In addition, we further compare the different magnetic field regions for the efficiency of evaporation cooling of the ^{39}K - ^{87}Rb mixture by optimizing the intraspecies and interspecies interactions. At last, we obtain the maximum dual-species $|1,-1\rangle$ BEC at a 117.8 G magnetic field.

Key words: Dual-species Bose-Einstein condensate; Feshbach resonance; evaporative cooling; sympathetic cooling

目 录

中文摘要	I
ABSTRACT	III
1 绪论	1
1.1 玻色-爱因斯坦凝聚态	1
1.2 为什么选择 ^{39}K	2
1.3 量子液滴	3
1.4 本文的主要工作	4
2 超冷原子物理相关实验装置和技术介绍	7
2.1 真空腔体	7
2.1.1 一级真空区域	8
2.1.2 二级真空区域	8
2.2 磁场线圈	9
2.2.1 磁四级阱	9
2.3 激光冷却	10
2.3.1 磁光阱及其冷却与俘获机制	10
2.3.2 多普勒极限和亚多普勒冷却	12
2.3.3 灰色黏团	13
2.4 激光系统和原子能级	13
2.5 蒸发冷却	15
2.6 1064 nm 交叉偶极阱	16
2.6.1 光阱装载	16
2.6.2 光阱蒸发	17
2.7 吸收成像	17
3 超冷玻色-玻色混合气体的 Feshbach 共振	19
3.1 散射长度	19
3.2 Feshbach 共振	20
3.3 ^{39}K 和 ^{87}Rb 混合气体的 Feshbach 共振	21

3.4 非弹性过程	24
4 蒸发冷却与协同冷却	27
4.1 磁阱蒸发	27
4.2 蒸发效率	28
4.3 协同冷却	28
5 结论	33
参考文献	34
攻读学位期间取得的研究成果	40
致谢	41
个人简况及联系方式	44
承诺书	45
学位论文使用授权声明	46

Contents

Chinese Abstract	I
Ab	III
Chapter 1 Introduction	1
1.1 The Bose-Einstein condensate.....	1
1.2 Why ^{39}K ?.....	2
1.3 Quantum droplet.....	3
1.4 Thesis structure.....	4
Chapter 2 The experimental equipment and techniques of ultracold atomic physics .	7
2.1 Vacuum system.....	7
2.1.1 First vacuum area	8
2.1.2 Second vacuum area	8
2.2 Magnetic field coil.....	9
2.2.1 Magnetic quadruple trap.....	9
2.3 Laser cooling	10
2.3.1 Magneto-optical trap and cooling and trapping mechanism	10
2.3.2 Doppler limit and sub-Doppler cooling.....	12
2.3.3 Gray Molasses	13
2.4 Atomic energy level and laser system	13
2.5 Evaporative cooling.....	15
2.6 1064 nm crossed dipole trap.....	16
2.6.1 Trap trapping	16
2.6.2 Optical trap evaporation	17
2.7 Imaging system.....	17
Chapter 3 Feshbach resonance of ultracold bose-bose Mixtures	19
3.1 Scattering length.....	19
3.2 Feshbach resonance	20
3.3 Feshbach resonance of ^{39}K and ^{87}Rb mixture.....	21

3.4 Inelastic process.....	24
Chapter 4 Evaporative cooling and sympathetic cooling	27
4.1 Magnetic trap evaporation.....	27
4.2 Evaporation efficiency.....	28
4.3 Sympathetic cooling	28
Chapter 5 Summary and outlook.....	33
Reference	34
Research achievements	40
Acknowledgement.....	41
Personal profiles	44
Letter of commitment.....	45
Authorization statement	46

1 绪论

1924 年玻色^[1]提出光子的量子统计规律之后，爱因斯坦^[2]将这一规律推广到原子中，并且预言了一种新的物质形态：玻色-爱因斯坦凝聚体（Bose-Einstein condensate, BEC）。由于原子气体 BEC 的温度很低，因此它的实现经历了很长的时间。直到 70 年之后，Wieman 和 Cornell^[3]小组才首次在碱金属原子气体中实现了 BEC，不久之后，Ketterle^[4]小组也实现了 BEC。

BEC 的实现不仅验证了爱因斯坦的预测，同时也实现了几个长期以来科学家想要完成的目标。将中性原子冷却到最低的能态，实现对原子运动和位置的有效操控。此外，这些稀薄的原子气体也会像超导电性、超流性一样产生一些宏观的量子效应。超冷原子气体的各个系统参数可以进行高度的控制，我们可以用它来模拟其它复杂的量子系统，在这些系统中，原子间的相互作用往往很弱，相应的理论问题也很容易解决。

通过引入光晶格来降低系统的维度和产生周期势，以及使用 Feshbach 共振技术直接调节原子之间的相互作用强度，使得我们可以对系统的绝大多数参数进行很好的控制，能够在不同的体系中研究各种各样的物理现象。随着这两种技术的发展，使得超冷原子混合气体成为研究多体物理的一个理想平台。如相分离^[5-7]，磁性^[8-10]，极化子^[11,12]，量子液滴^[13,14]，相变^[15-18]，多组分超流体^[19-21]，拓扑缺陷^[22-24]和超冷化学等^[25]。这些混合原子气体可以通过同种原子的不同超精细态^[26-28]、不同同位素^[29-34]或不同元素^[35-38]来实现。各国的实验小组已经实现了许多不同的费米-费米、费米-玻色和玻色-玻色的混合原子气体。到目前为止，已经实现的双组分 BEC 包括 ^{41}K - ^{87}Rb ^[39]、 ^{87}Rb - ^{133}Cs ^[40]、 ^{23}Na - ^{87}Rb ^[41]、 ^{87}Rb - ^{84}Sr 、 ^{87}Rb - ^{88}Sr ^[35]、 ^{87}Rb - ^{85}Rb ^[5]、 ^{168}Yb - ^{174}Yb ^[33]、 ^{84}Sr - ^{86}Sr 和 ^{86}Sr - ^{88}Sr ^[34]等。这些混合原子气体平台极大地丰富了精密测量、量子信息科学、超冷化学等领域的实验研究。因此，双组分量子简并气体的制备仍在继续发展和优化。下面简单介绍一下玻色-爱因斯坦凝聚，以及解释我们为什么选择用 ^{39}K 原子来制备 BEC，最后简单阐述本文的主要工作。

1.1 玻色-爱因斯坦凝聚态

经典力学很好的为我们描述了宏观物体的相互作用，这些相互作用是自然且直观的。对于室温下的气体，他们波包的大小要比粒子间的距离小得多。原子和分子

可以被认为是相互碰撞的小球，因此气体的运动也可以用经典统计来进行处理。然而，如果粒子的距离变小，或者波包变大，以至于它们彼此开始相互重叠，就不能用经典统计来描述，这时我们需要用到量子力学。当粒子是全同的玻色子(具有整数自旋的基本粒子或复合粒子)时，在临界温度以下，他们表现出来的特性是，粒子是完全无法区分的，形成了叠加在一起的宏观物质波，既形成了 BEC。

BEC 是一种相变过程，这种相变依赖于原子系综的不可分辨性和粒子的波动性，必须用纯粹的量子力学方法来进行处理。经典气体的性质完全由麦克斯韦-玻尔兹曼分布决定，对于经典气体，他们的热能 $k_B T$ 远远高于系统的能级间距且连续态在统计上不需要考虑量子交换现象。麦克斯韦-玻尔兹曼理论不足的地方是当温度低于一定值时，单原子的波包尺寸与原子间的距离在量级上相同，此时无法用经典统计力学描述系统的行为。这时需要从量子力学的观点来解释，在一定温度下的原子的平均波包可以用德布罗意波长来表示：

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

原子的温度越低，原子的德布罗意波长越长。当原子的德布罗意波长接近原子的平均距离时，原子波包的重叠导致粒子的不可分辨性，在这个温度下，量子简并开始出现，其中 h 是普朗克常量， k_B 是玻尔兹曼常数， m 是原子的质量， T 是原子的温度。

气体的相空间密度为

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

其中 n 是原子的密度，气体的相空间密度用来表示一个德布罗意波长体积内原子的数目。BEC 相变的温度与原子密度的关系为 $n \lambda_{dB}^3 \approx 2.612$ 。俘获的原子气体必须是稀薄的，这是为了避免原子气体凝结形成液体或固体，从而使原子气体有足够长的探测寿命。同时为了避免由于三体复合而导致的分子形成速率过高，原子气体需要达到 10^{13} cm^{-3} 量级的密度——大约比固体的密度低 10 个数量级。在这样稀薄的原子气体中，温度需要降到极低的范围，才能使相空间密度达到 BEC 相变条件。实际上，正是激光冷却和蒸发冷却技术的发展，使 BEC 的实现成为可能。

1.2 为什么选择 ³⁹K

在元素周期表中 K 属于碱金属族，最外层只有一个电子。熔点低，硬度低。天

然存在的 K 由三种同位素组成： ^{39}K 、 ^{40}K 和 ^{41}K 。 ^{40}K 费米子在 1999 年被 JILA 组^[42]首次冷却到简并状态，而 ^{41}K 玻色子在 2001 年的 LENS 组^[43]首次实现了凝聚。从技术角度来看， ^{39}K 的能级结构简单，自然丰度高(93.26%)，以及相关波长的商业激光较为成熟，都为 ^{39}K BEC 的实现提供了可能。2007 年^[44]佛罗伦萨的小组首次实现了 ^{39}K 的 BEC。同时大量的研究表明， ^{87}Rb 很适合作为 ^{39}K 和 ^{41}K 协同冷却的制冷剂^[45]。使得可以在实验中进行超冷玻色-玻色和玻色-费米混合气体的实验研究^[46]。 ^{39}K 的几个宽的 Feshbach 共振均位于磁场强度较小的位置，在实验上利于实现大范围 s 波散射长度的调节，从而操控原子气体的相互作用。这种调节相互作用的能力可以应用到原子干涉测量的实验中，以及对 Anderson 局域化等现象的研究^[47,48]。 ^{39}K 负的背景散射长度是实现 BEC 的一个主要障碍，但可用于研究相互作用为吸引的实验体系^[49-50]。

然而，实验制备 ^{39}K 的 BEC 有几个困难。其中主要有：(1) 由于 ^{39}K 的激发态能级分裂很小，常规激光冷却机制效率低下；(2) 由于 ^{39}K 背景散射长度小而导致的蒸发冷却效率很低；(3) 由于 ^{39}K 负的背景散射长度， ^{39}K 原子之间的相互作用为吸引力，会导致高密度原子云的塌缩。

针对第一个问题我们利用 K 原子 D1 线构造灰色黏团 (gray molasses) 去冷却 ^{39}K ，有效地增加了 ^{39}K 的相空间密度和原子数，针对第二个问题我们利用 ^{39}K 原子气体与 ^{87}Rb 原子气体的协同蒸发冷却来解决，针对第三个问题我们在 ^{39}K 宽的 s 波 Feshbach 共振点的附近，利用磁 Feshbach 共振技术将 ^{39}K 的散射长度调节为正值，使 ^{39}K 原子气体之间的相互作用从吸引力变为排斥力。后面的章节会详细阐述了这些问题以及克服这些问题相应的措施。

1.3 量子液滴

2018 年，西班牙 L. Tarruell^[51]小组利用 ^{39}K 原子的两个自旋态 $|1, -1\rangle$ 和 $|1, 0\rangle$ 的 BEC 制备出了量子液滴。其中平均场近似项提供吸引力，LHY 修正项 (李政道、黄克逊、和杨振宁于 1957 年提出^[52]) 提供排斥力，当吸引力与排斥力达到平衡时，就可以形成量子液滴^[53]。由于系统中的排斥力和吸引力平衡导致量子液滴具有自束缚的特性。他们通过原位成像直接测量了制备出量子液滴的大小和密度，证明了它们比液氢的密度低几个数量级。并且表明，当原子数高于特定的临界值时，量子液滴在无外界束缚势阱时，可以维持自身的体积 (自束缚性)。同时他们指出

未来的研究方向是低维系统中量子液滴的形成，在二维系统中，量子涨落的增强使量子液滴更容易形成。

我们已经成功制备出了 ^{39}K - ^{87}Rb 双组分 BEC，基于此未来可以研究 ^{39}K 与 ^{87}Rb 异核玻色子的量子液滴的制备，并探测其相图、集体激发模式以及其他重要的性质。由于二维量子液滴中原子数密度更低，有利于在实验上减小三体碰撞损耗，可以使量子液滴具有更长的寿命。同时我们已经实现了利用一维光晶格将 BEC 制备到二维体系中的实验装置。未来可以利用此实验装置，测量二维体系下量子液滴寿命，获取低维体系下，LHY 修正项的表现形式。

1.4 本文的主要工作

本论文基于硕士期间对 ^{39}K - ^{87}Rb 双组分 BEC 实验的制备过程以及其 Feshbach 共振谱和协同蒸发冷却效率方面进行了相关的研究。文章主要结构如下：

第一章：介绍了玻色-爱因斯坦凝聚体的背景以及解释我们为什么选择 ^{39}K 来制备 BEC。介绍了量子液滴这种新奇的物质，以及基于我们目前的实验系统和双组分 ^{39}K - ^{87}Rb BEC 未来将对其进行的相关研究。

第二章：介绍我们的实验装置，包括真空系统，磁阱系统，激光系统，成像系统等。还介绍了一些制备双组分 BEC 的基本理论和相关技术，包括多普勒冷却和亚多普勒冷却原理， ^{39}K 和 ^{87}Rb 的原子能级，激光冷却技术，蒸发冷却技术，光囚禁技术，暗 MOT 技术等。

第三章：介绍了 Feshbach 共振的相关理论，包括散射长度与磁 Feshbach 共振技术。之后介绍了 ^{39}K - ^{87}Rb 混合气体 Feshbach 共振，测量了 $|1,1\rangle$ 态和 $|1,-1\rangle$ 的 ^{39}K - ^{87}Rb 混合气体的同核和异核 Feshbach 共振。同时发现在 ^{39}K 原子中都存在一个很宽的 Feshbach 共振，可以在较宽的范围内精确调节原子间相互作用的强度，控制散射长度的大小。利用磁 Feshbach 共振技术在 ^{39}K 同核的共振点附近，将其散射长度调节为正值，实现了 ^{39}K 原子气体有效的蒸发冷却。最后简单讨论了原子气体在非弹性碰撞过程中的一些损耗机制。

第四章：介绍了原子之间的碰撞在超冷原子气体的形成和行为中的重要作用。以及弹性碰撞和非弹性碰撞对蒸发冷却和协同冷却的影响。之后介绍了在光学堵塞的四极磁阱中混合气体的蒸发冷却过程，利用微波信号强制蒸发 ^{87}Rb 原子，而 ^{39}K 原子通过与 ^{87}Rb 原子蒸发过程中的碰撞，实现了混合气体在磁阱中的协同冷却。同

时给出了蒸发效率的表达式，讨论了影响蒸发效率的因素。最后重点讨论了 ^{87}Rb 原子与 ^{39}K 原子在光阱中进行协同冷却的过程，通过优化了混合气体的异核散射长度和混合气体在光阱中的蒸发时间，最后制备出了原子数目较多的 $|1, -1\rangle$ 态的双组分 BEC。

2 超冷原子物理相关实验装置和技术介绍

本章首先介绍了我们实验系统的相关装置，包括两级真空系统，磁阱系统，激光系统等。还介绍了一些超冷原子物理中的相关实验技术：激光冷却技术、蒸发冷却技术、光囚禁技术、暗 MOT 技术等。

2.1 真空腔体

我们所有的实验都在真空腔体中进行，真空腔体是所有冷原子装置中的关键部分。原子气体与背景气体的碰撞会使所俘获的原子气体被加热，发生能量转移，使原子从俘获势中溢出。他们之间的单体碰撞速率取决于所处环境的压强，可以通过保持势阱区域尽可能高的真空度使碰撞速率最小化。

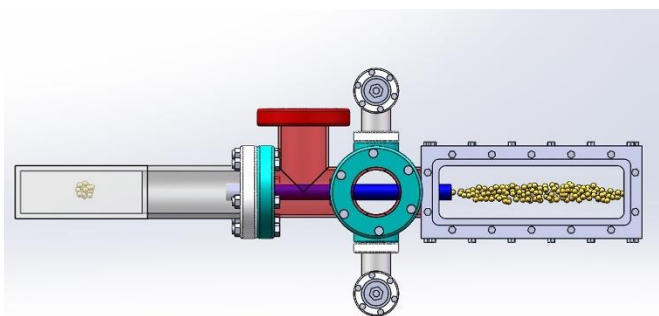


图 2.1 真空腔体

如图 2.1，我们的实验装置由两级真空系统构成。在一级部分中进行原子的预冷却和俘获阶段，形成一束沿水平方向的原子束。在二级部分中进行原子的进一步激光冷却和蒸发冷却过程，并且最终在二级部分中实现 BEC。由于我们希望双组分 MOT 能够尽可能快的从 ^{87}Rb 和 ^{39}K 的背景蒸汽中实现原子的装载，所以我们需要在一级部分中有较大的压强。 10^{-9} mbar 量级的压强足以提供快速的 MOT 装载，同时又足够低，以确保不会破坏二级真空腔体的超高真空度。一级部分的真空度通过连接抽气速率为 40 L/S 的离子泵来维持。同时，为了提供足够长的时间进行有效的蒸发冷却，并确保实验过程中能够保持热力学平衡，原子云的寿命需要达到几十秒的量级。如此长的寿命通常需要二级真空系统提供超高的真空度，大约在 10^{-11} mbar。二级部分的真空度通过连接抽气速率为 150 L/S 的离子泵来维持。两个区域之间的真空度的差是由无氧差分铜管来维持，如图 2.1 中的蓝色部分。无氧差分

铜管的长为 57mm，内径较大的部分其长度为 25mm，内径为 7mm，靠近一级部分的内径较小为 6mm。

2.1.1 一级真空区域

如图 2.2，在一级真空区域中利用二维磁光阱(two-dimensional magneto-optical trap, 2D MOT)俘获原子形成原子束。2D MOT 是由 4 个两两相对的矩形反亥姆霍兹线圈和失谐光场构成的^[54]。在 4 个矩形线圈产生的磁场与 x-y 方向冷却光和再泵浦光的作用下，可以使原子气体形成一束沿着水平方向 z 的原子束。冷却光和再泵浦光的光束直径决定了 MOT 的俘获体积，因此我们使用大的矩形窗口，保证了大光束可以在腔体中传输。

此外，为了在 2D MOT 区增加俘获的原子的区域，同时降低原子束的流动速度，在 x 和 y 方向的冷却光和再泵浦光经过扩束系统和 0 度高反镜，使得 30 mm 的激光光束在一级真空腔体中往返了三次，形成了 $30 \times 30 \times 90 \text{ mm}^3$ 范围的冷却区域，之后在水平方向有一束从右向左传输的推送光将原子束从 2D MOT 转移到 3D MOT 区域中，有利于 3D MOT 区域中原子的装载。

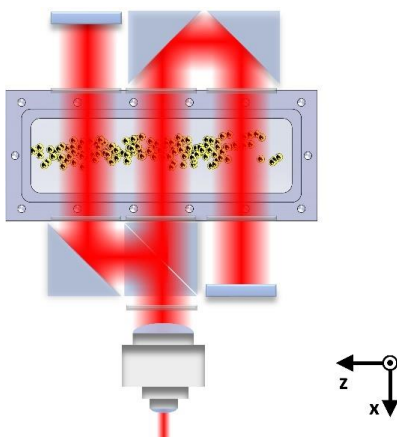


图 2.2 2D 真空区域

2.1.2 二级真空区域

在二级真空区域是一个玻璃 cell，被称为 science cell。为了能够最大限度的增加腔体的通光性。cell 的外部尺寸为 $40 \text{ mm} \times 40 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$ 且它的壁厚为 4 mm，这种厚度的选择是为了避免其他气体渗透到 cell 中，同时内部有足够大的体积可用于原子的俘获和成像的操作。使用玻璃的材质是因为石英玻璃在很宽的光谱范围内具有很好的透射性。

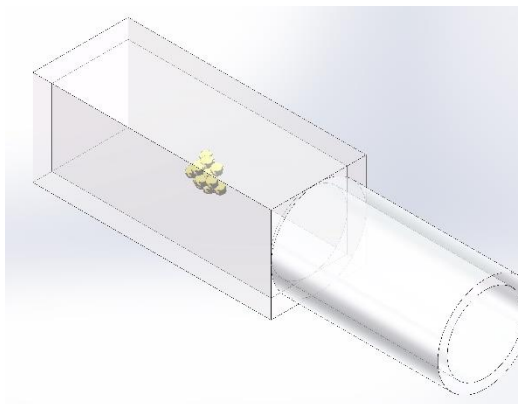


图 2.3 3D 真空区域

2.2 磁场线圈

磁场在原子的冷却和俘获中起着至关重要的作用，各种构型的线圈产生的磁场应用于 MOT 中的激光冷却，在 cell 中俘获原子，磁阱中的蒸发冷却，Feshbach 共振，为原子的成像和光抽运提的偏置磁场和消除实验室中地磁场的补偿磁场。系统中绝大多数的线圈由几组环形或者矩形线圈组成的，下面我们主要介绍一下四极磁阱。

2.2.1 磁四级阱

四极磁阱的线圈是将两个相同的圆形铜线圈平行放置，同时间隔一定的距离，并通上大小相等方向相反的电流所构成的，这种线圈也叫做反亥姆霍兹线圈。它可以在空间中形成一个封闭的四极阱。

四极磁阱的中心的磁场强度为 0，在磁场零点的附近，磁场强度的绝对值与 x , y 和 z 是线性关系。且原子的磁偶极矩 μ 与磁场 B 之间的相互作用势为

$$U = -\mu B = \mu_B g_F m_F B \quad (2.1)$$

当 $g_F m_F > 0$ 时，相互作用的势能随磁场的增大而增大，会将原子推向磁场较弱的地方，从而将原子束缚在磁场零点的附近。此时原子所处的状态称之为低场趋近态，可以被磁阱所囚禁。当 $g_F m_F < 0$ 时，此时相互作用的势能随磁场的增大而减少，从而将原子排除磁阱外。此时原子所处的状态称之为高场趋近态，不能被磁阱所囚禁。

然而，四极磁阱存在一个问题，在其磁场中心的磁场强度为 0，磁阱中心的原子会发生 Majorana 跃迁，造成原子的自旋翻转，原子会跃迁到高场趋近态，从磁

阱中逃逸，造成原子数目的损耗。如果原子的数目大量损耗，不利于之后的蒸发冷却来制备 BEC。关于四极磁阱零点的堵塞，之后会进行解释和说明。

2.3 激光冷却

用激光冷却原子的过程涉及到原子的吸收和自发辐射光子。如图 2.4 给出了一个原子与激光源相向运动的简单说明。原子每吸收一个光子，原子的动量就减少。同时由于自发辐射的光子方向是随机的，这些动量往往相互抵消。经过多次循环，原子实现减速，这可以用来降低原子云中原子的扩散，使它们冷却下来。这里用到的力是近共振的散射力。

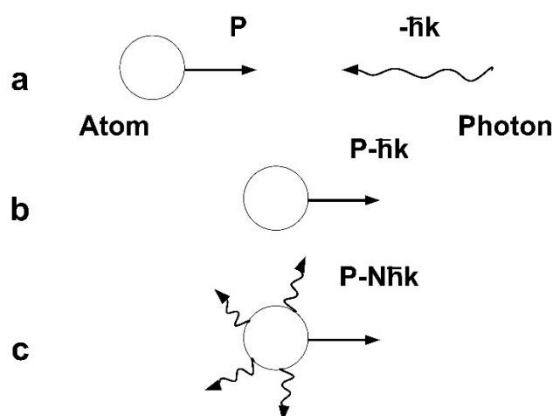


图 2.4 激光冷却原理

要想使原子云冷却，关键在于每个原子必须主要与其运动方向相反的光子进行相互作用，但原子气体中原子的速度是随机分布的。1975 年 Hansch 和 Schawlow 提出^[55]，为了使原子获得一个反向的动量，需要引入一束与原子运动方向相反的光束。这时就需要一些机制，使原子能够优先地从与它运动相反的光束中吸收光子。这是通过将激光光束的频率略小于原子的跃迁频率来实现的。然后，多普勒频移使光束变为共振，提供净阻尼力。

2.3.1 磁光阱及其冷却与俘获机制

原子的能级在弱磁场的作用下会发生塞曼分裂，从而在相对传播的光束中产生一种不平衡的散射力，四极磁阱的梯度磁场使这种散射力依赖于位置。当两束传播方向和偏振方向都相反的圆偏光相向传播时，四极磁阱的梯度磁场以及跃迁定则会使原子在空间选择其中一束光跃迁到激发态，产生的散射力会将原子推向势阱的中心，原理如图 2.5。将上述机制扩展到三维空间，通过选择合适的偏振方向，MOT

可以俘获速度很快的原子，因此我们可以直接从钾和铷的室温蒸汽中完成原子的装载。

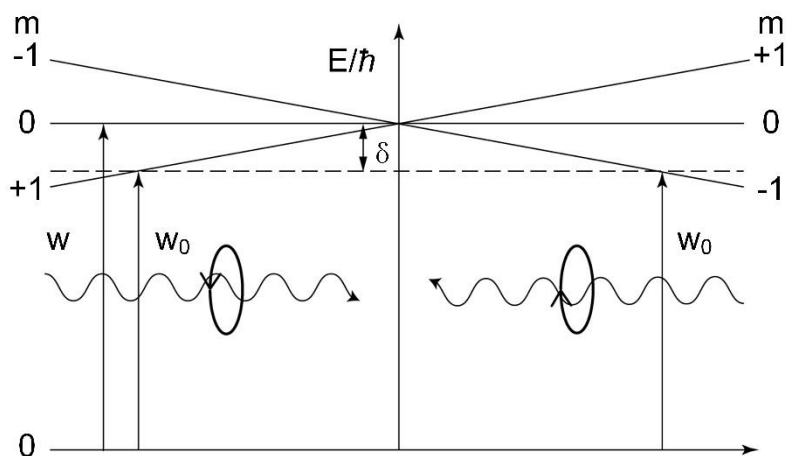


图 2.5 一维磁光阱

为了在后续制备 ^{39}K 的 BEC 过程中有高效的蒸发冷却效率，我们需要提高原子的密度和数量，仅靠上文提到的激光冷却是不够。为了提高原子的密度，人们提出了一种有效的改进，这种技术就是于 1992 发明的暗 MOT^[56]。作为磁光阱的一种变型，使用暗 MOT 可以大大提高原子的密度，其主要的机制是，使原子处于超精细基态中的暗态，既不吸收光子，也不自发辐射光子。使用这一技术可以将原子的密度提高一个数量级，我们在实验上采用了如图 2.6 所示的光路进行 ^{87}Rb 暗 MOT 的装载。泵浦光经过锥透镜形成空心光束，再与 depump 光在 PBS 上耦合形成暗 MOT 光束。经过暗 MOT 装载之后，绝大多数的 ^{87}Rb 原子被积累到基态 $|F=1\rangle$ 上。暗 MOT 技术现在已经广泛应用于制备 BEC 的实验系统中^[57]。激光冷却机制的研究以及磁光阱的发展对冷原子的研究具有重大的意义，现在世界上几乎每一个冷原子实验中都使用 MOT 来冷却和俘获原子。

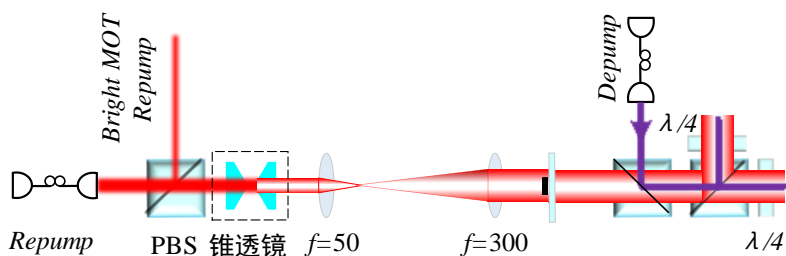


图 2.6 铷原子的暗磁光阱实验光路图

然而上面我们讨论的是两能级系统，但我们实际处理时需要考虑原子的各种

超精细能级。当原子处于激发态 $|F'=3\rangle$ 时，会通过自发辐射回到基态 $|F=2\rangle$ 能级上。因此我们可用频率为基态 $|F=2\rangle$ 能级到激发态 $|F'=3\rangle$ 能级的激光使原子进行冷却，然而少部分原子会跳出这个循环回到基态 $|F=1\rangle$ 能级上。这时我们就需要一束基态 $|F=1\rangle$ 能级到激发态 $|F'=2\rangle$ 能级的再泵浦光使原子回到基态 $|F=2\rangle$ 能级上，形成一个闭合的冷却过程。

⁸⁷Rb 的超精细能级分裂很大，可以很好地符合上述的原理图，原子的散射力是由冷却光提供的，而再泵浦光的功率不需要很大，就可以将基态上的原子重新送回冷却循环。然而，³⁹K 激发态的能级分裂很小，这意味着再泵浦光的强度必须和冷却光一样强，才能确保闭合的冷却过程。

2.3.2 多普勒极限和亚多普勒冷却

通过在正交轴上增加两对相对传播的激光，就可以在一维的基础上实现在三维空间中提供强的阻尼力，实现原子在空间中的冷却。似乎这个办法可以使原子的温度接近绝对零度。然而，上述激光冷却的方法却存在着局限性，光子自发辐射的过程中是随机的且会加热原子。原子激光冷却和自发辐射加热原子会达到一个温度的平衡，被称为多普勒极限，可以用下面的式子来表示

$$k_B T_p = \frac{\hbar\Gamma}{2} \quad (2.2)$$

但令人奇怪的是，当激光频率失谐较大的，人们发现，原子冷却的温度远低于多普勒冷却极限。Dalibard 和 Cohen-Tannoudji^[58]解释了这种现象。偏振相反传播方向相向的两束圆偏振光在空间中矢量合成的偏振态随 $\frac{\lambda}{2}$ 周期变化。基态的塞曼子能级受到电场的作用能级会发生光位移，从而在空间中产生随位置变化的能级震荡，如图 2.7。当一个原子在合成电场的空间中运动时，它在向上能级跃迁时会损失动能。在能量高的上能级附近，圆偏振的光将原子泵入一个能量较低的亚能级。能量损失是由吸收光子与发射光子之间的能量差造成的。从而不断释放能量，这就是亚多普勒冷却。

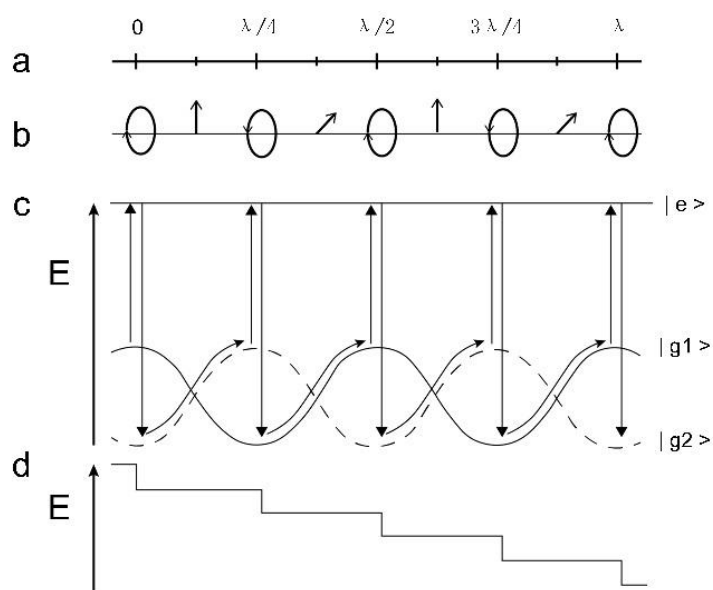


图 2.7 亚多普勒冷却原理

原子不断重复上述的过程，直到每个原子的能量与能级的光位移幅度相同时，此时原子的温度可以达到几十 μk ，比多普勒冷却低一个数量级。这是将原子冷却到量子简并迈出的重要一步。

2.3.3 灰色黏团

^{39}K D2 线的激发态能级分裂很小，阻碍了有效的亚多普勒冷却过程。为了克服这一限制，我们使用了 ^{39}K 原子 D1 线构造灰色黏团 (gray molasses) 去冷却 ^{39}K ，有效的降低了 ^{39}K 原子气体的温度。

灰色黏团结合了速度选择性相干布局捕获(VSCPT)和西西弗斯冷却 (Sisyphus cooling) 两种效应。当原子在空间极化的蓝失谐光场中传播时，光场与原子发生耦合，使原子的基态划分为亮态和暗态。暗态的能量不会受到光场的作用而改变。亮态会在空间中产生正的光位移。当原子运动耦合到亮态势能的最高点时，会将原子的动能转化为势能。当原子通过光泵浦返回暗态时，原子的能量就会损耗。由于速度选择性相干布局捕获，原子会从暗态再转移到亮态。历经多次冷却循环最终原子会处于暗态上，达到降低温度的目的。

2.4 激光系统和原子能级

用于激光冷却、光抽运和原子云成像的光都需要处于原子特定的跃移频率，因此与多普勒展宽和超精细态之间的分裂相比，激光光束必须具有较窄的谱线宽度，

这些激光频率可以通过外腔反馈半导体激光器获得。其基本原理依赖于高带宽增益介质与外部衍射光栅的结合。将介质增益、二极管的内腔、光栅以及二极管的外腔组合在一起，可以有效的压窄激光器的线宽。

上面提到的激光频率必须达到 MHz 的水平，并且频率一般在 ^{87}Rb 和 ^{39}K 的超精细跃迁能级附近，如图 2.8。一种很自然的做法就是，以某种方式将激光频率直接锁定在原子光谱的超精细能级上。通常是通过饱和吸收光谱实现的，从而实现激光频率的锁定。

将激光频率锁定在饱和吸收光谱的交叉跃迁线之后，我们还须将出射光束的频率移动数十或者数百 MHz 以达到最终所需的频率，这时就需要用到声光调制器 (AOM)来完成。它是一个通过压电换能器产生声波的晶体，同时 AOM 还可作为光束的快速开关。由于光束的偏转角度取决于 AOM 的频移，我们需要使用两次穿过 AOM 的结构来达到改变激光频率时不改变光束指向的目的。由于对光束进行两次移频，总频移为单次穿过 AOM 移频的 2 倍。

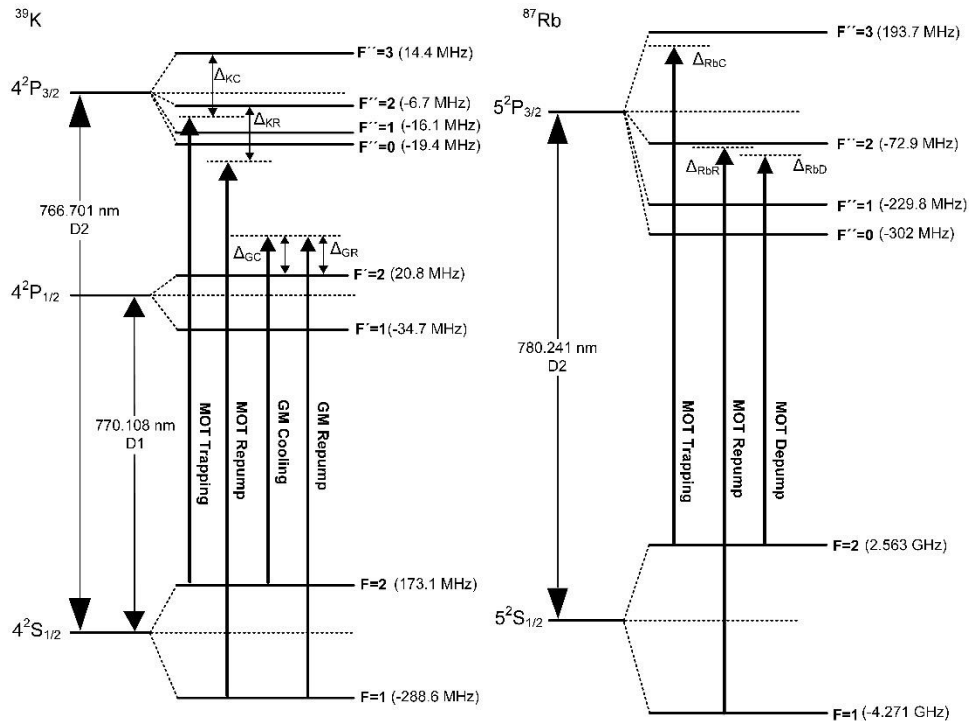


图 2.8 ^{39}K 和 ^{87}Rb 的能级图

整个实验是在两个光学平台上进行的，分别是种子光平台和主平台。4 个主激光器和相应的饱和吸收光路放置在机械平台上，然后用单模保偏光纤传输到主平台中，这样可以避免由于机械振动干扰激光器频率稳定。由于 ^{87}Rb 原子的基态的超精细分裂达到 6.8 个 G，因此 ^{87}Rb 原子的 D2 线的 cooling 和 repump 分别由 2 个独

立的激光器产生，剩下的 2 个主激光器是 ^{39}K 原子 D2 线的 cooling、repump 和 ^{39}K 原子 D1 线的 cooling、repump。由于 ^{39}K 原子基态的精细能级分裂很小，cooling 和 repump 可以通过一个激光器加 AOM 的移频来实现。 ^{39}K 原子的 D1 线用作灰色黏团 (gray molasses) 光束，D2 线用作 MOT 光束。正如我们前面提到的，由于 ^{39}K 原子的激发态能级分裂很小， ^{39}K 原子的 D1 线和 D2 线的 cooling 和 repump 需要在 PBS 上进行耦合然后进 TA 进行功率放大，而 ^{87}Rb 原子的激发态能级分裂很大， ^{87}Rb 原子的 D2 线的 repump 不需要很大的光强，因此不需要经过 TA 放大功率。之后再利用一束 σ^+ 的选态抽运光，且磁场方向与选态抽运光的方向一致，在 2 G 的匀强磁场下，由于塞曼分裂和跃迁定则，最终可以将 ^{39}K 和 ^{87}Rb 原子都抽运到 $|2,2\rangle$ 态上。

2.5 蒸发冷却

虽然激光冷却已经能使原子的温度达到 μK 的数量级，但不能进一步冷却原子使原子的密度足够大，来达到量子简并。蒸发冷却^[59]作为一种提高相空间密度的方法是在实验中实现 BEC 的一个重要里程碑。Hess 在 1985 年^[59]首次提出了蒸发冷却可以提高原子的相空间密度，他们很好的将蒸发冷却应用在氢原子中。1994 年，麻省理工学院(MIT)^[60]和 JILA^[61]的研究小组将此方法应用于碱金属原子，随后在 1995 年首次实现了碱金属原子的 BEC^[3,4]。

蒸发冷却的原理非常简单：通过将势阱中能量大于原子平均能量的部分除去，剩下的原子气体通过两体弹性碰撞热化，再经过一段时间的热平衡之后，剩余的原子就会处于较低的温度。通过重复这个过程可以获得远低于反冲极限的温度，其理论模型解释为^[62]：将麦克斯韦-玻尔兹曼能量分布中尾部能量高的部分重复去除和再平衡。原子的去除是通过将俘获势的深度限制在某个值来实现的。随着原子能量的减少，理论上温度可以降低到任意值，只受到束缚原子初始数目的限制。其明显的缺点是原子损耗是这个过程必不可少的一部分。原子的数目下降一个数量级，然而原子相空间密度增加了三个数量级，因此通过蒸发冷却提高相空间密度是相当有效的。

通过压缩磁阱可以使原子的密度增大同时为蒸发冷却做好准备。我们将磁场梯度在 1 ms 内上升到 26.5 G/cm 并保持 10 ms，然后在 200 ms 内上升到 62 G/cm 并保持 50 ms，最后，在 300 ms 内将磁阱进一步压缩到 74 G/cm。从而有效地在四极磁

阱中装载原子和进行原子气体在磁阱中的蒸发。但是，正如我们在之前提到的，由于四极磁阱的中心磁场强度为 0，在蒸发过程中由于马约拉纳自旋反转效应^[63]，四极磁阱零点处的原子会发生自旋翻转，从磁阱中逸出造成原子数目的大量损耗。之前我们采用亥姆霍兹线圈和 Ioffe 线圈^[64]组成的 QUIC 阱来消除磁场零点，然而由于这种结构使得原子位置偏离 cell 的中心，且磁场的叠加使得磁阱的束缚减弱。MIT 的 Ketterle 小组使用 532nm 的绿光实现光学堵塞的四极磁阱^[65]。532nm 的绿光波长远远小于 ^{87}Rb 和 ^{39}K 原子跃迁波长，原子在光强最强处受到排斥力，从而堵塞四极阱的磁场零点。532nm 的绿光激光器的功率为 20W, w_0 为 30 μm 。利用 532nm 的绿光将四极磁阱变为光学堵塞的四极磁阱之后。两种原子都可以通过射频 (Radio Frequency, RF) 蒸发或微波 (Microwave, MW) 蒸发。之后将原子气体从磁阱转移到光阱中，原子气体可以在光阱中进行蒸发。第四章会更加详细的描述这些过程。

2.6 1064nm 交叉偶极阱

为了使用磁 Feshbach 共振技术，原子必须被俘获在一个纯光学势中，我们利用偶极势来实现。同时最后的蒸发冷却是在交叉光偶极阱 (Crossed Optical Dipole Trap, CDT) 中进行的。因此，我们利用 1064nm 的激光来产生偶极势，它的波长相对于 ^{87}Rb 和 ^{39}K 原子的跃迁波长是红失谐的，原子被吸引到光束中心光强最大的地方，产生一个吸引势。我们使用两束 1064nm 激光光束的俘获方案，在 cell 中形成 CDT。交叉的两束光在三维空间中产生更紧密的束缚，而使用单束 1064nm 的激光来俘获原子通常相对较弱。

2.6.1 光阱装载

CDT 是由两束频率偏移约 10 MHz 的 1064 nm 激光光束相交而成，以避免他们之间发生干涉。在 500 ms 内，两个偶极阱光束的功率都从 0 W 增大到 3 W。同时，四极磁阱的强度从 74 G/cm 下降到 7 G/cm，从而使原子绝热转移到光阱中。三对正交的亥姆霍兹线圈被用来抵消地磁场(和任何其他杂散磁场)对原子的影响，并使它们在偶极阱的中心保持稳定。偶极阱中心相对于四极阱中心需要有轻微的偏移，否则插入四极阱中心的绿激光会降低偶极阱的有效装载。在完成光阱的装载之后，将绿光激光机器关闭。再经过 10 ms，将磁阱的强度降至零，此时就完成了光学偶

极阱的装载。

2.6.2 光阱蒸发

完成光阱的装载之后，对于在 CDT 中的原子气体，通过降低 1064nm 激光光束的强度来降低光偶极阱的深度，将能量大的原子移出阱外，剩余原子气体重新达到热平衡，通过损失原子的数目来继续冷却原子。为了避免在光阱蒸发过程中原子之间的自旋交换导致的原子损耗，因此我们需要将 ^{39}K 转到 $|1,1\rangle$ 态上，下面我们简单介绍一下 ^{39}K 和 ^{87}Rb 原子的转态。

为了能够在 $^{39}\text{K}|1,1\rangle$ 态的宽 Feshbach 处进行原子相互作用的调节，我们需要将原子从 $|2,2\rangle$ 态进行转态。我们先将 ^{87}Rb 原子利用 6.8 GHz 的微波辐射场绝热转移到 $|1,1\rangle$ 态，扫描时间为 100 ms。然后，1 ms 的共振光去除剩余 ^{87}Rb 中 $|2,2\rangle$ 态的原子。等待 1 ms 之后，再利用 463 MHz 的射频辐射场将 ^{39}K 原子也绝热转移到 $|1,1\rangle$ 态，扫描时间为 100 ms，同样用共振光去除剩余 ^{39}K 中 $|2,2\rangle$ 态的原子。在自旋态制备过程中，由于 ^{87}Rb 原子的超精细基态能级分裂比 ^{39}K 原子大，因此将 ^{87}Rb 原子在 ^{39}K 原子之前转到较低的超精细能级是有必要的。

2.7 吸收成像

在冷原子的实验中，吸收成像是记录原子经过一段飞行时间后，原子分布的最基本的方法。当把原子从俘获势中释放出来时，原子云会自由膨胀，此时用近共振或共振的探测光与原子云作用之后，原子云会吸收探测光，从而使光束的光强分布位置有所改变，然后探测光被 CCD 接收成像。当一束探测光穿过原子云时，部分光子会被吸收，这取决于沿光束路径积分的单位面积上总原子数和原子吸收截面。测量光学密度的标准方法是每组都需要三幅图像：第一幅是原子云吸收探测光的图像，第二幅是只有探测光的图像，最后一幅是没有探测光的图像。对所生成的图像进行分析，我们就可以得到在原子云的温度和原子数等细节。不尽人意的是，这个过程是破坏性的，所以每次生成新图像时都必须重新执行实验时序。

3 超冷玻色-玻色混合气体的 Feshbach 共振

3.1 散射长度

通常来说，碰撞理论是非常复杂的问题，但我们处理的是超冷原子气体，可以使这一问题大大简化。现在我们考虑最简单的情况，在低能的条件下，两个原子之间的弹性碰撞。描述这样一个系统最简单的方法是忽略其质心能量，只考虑相对位置和相对动量算符，写出两个原子相对运动的薛定谔方程^[66]

$$\left(\frac{\hat{p}^2}{2m_r} + V(r) \right) \psi(k, r) = E_k \psi(k, r) \quad (3.1)$$

这里 $m_r = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$ 是两个原子的约化质量， m_1 和 m_2 是两个原子的质量， $V(r)$ 是

原子之间的相互作用势， k 为相对波矢量， r 是原子间的相对位置。

假设势能是球对称的，在 $r \rightarrow \infty$ 极限下，系统的本征态能量为

$$E_k = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_r} \quad (3.2)$$

方程 (3.1) 可以写成入射波的波函数与散射波的波函数和的形式。因此(3.1)的解为

$$\psi = e^{ikz} + f(\theta, k) \frac{e^{ikr}}{r} \quad (3.3)$$

这里我们选取入射波的传播方向为 z 方向， $f(\theta, k)$ 是出射球面波的振幅，叫做散射振幅，散射振幅只取决于入射波矢量与散射波矢量的夹角 θ 。在能量很低时，只有角动量为 0 的分量对散射波的波函数有贡献。这可以定性地理解为角动量量子数更高的分波，不具有足够的能量跨越离心势垒。在这个极限下，只考虑 s 波散射，此时散射振幅不再依赖于夹角 θ ，而是接近一个常数，这个常数被称为散射长度。因此，在低能碰撞的条件下 $k \rightarrow 0$ ，(3.3)的波函数可以简化为

$$\psi = 1 - \frac{a}{r} \quad (3.4)$$

因此，散射长度可以用渐近波函数沿径向的截距来表示。根据方程(3.4)，我们

可以得到相移与散射长度得对应关系 $\delta_0 = -ka$, 则 s 波散射长度

$$a = -\lim_{k \rightarrow 0} \frac{\tan \delta_0}{k} \quad (3.5)$$

散射截面 σ 可由散射振幅得到

$$\sigma = \frac{4\pi\delta_0^2}{k^2} = 4\pi a^2 \quad (3.6)$$

3.2 Feshbach 共振

在超冷原子迅速发展的过程中，Feshbach 共振技术的发展极大的促进了超冷原子实验的研究范围。Feshbach 共振可以调谐散射长度到任意值。在钠^[67]的超冷原子气体中，首次观测到了 Feshbach 共振。从那时起，由于能够随意控制系统的相互作用强度，使得 Feshbach 共振成为超冷原子领域的核心工具。可以使弱相互作用的稀薄原子气体进入强关联物理体系，因此超冷原子气体是研究强关联物理体系的理想平台。

Feshbach 共振可以调节混合气体中原子间的排斥和吸引相互作用，从而在不同的相互作用范围内进行量子模拟。在散射长度 a 为正值的范围内，两个原子可以结合形成弱束缚的 Feshbach 分子^[68]。此外 Feshbach 共振最近被用来产生和研究新的量子相，如量子液滴^[13,14]。量子液滴是由原子间的吸引力和排斥力相互平衡而形成的自束缚的原子团。

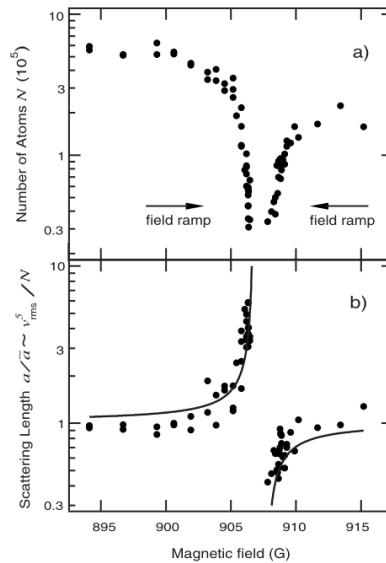


图 3.1 Na BEC 中 Feshbach 共振的观察^[66]

图 3.1 是 Inouye 小组在 1998 发表的 Na 原子 BEC Feshbach 共振的观测结果。从这个例子我们可以观察到 Feshbach 共振两个显著的特征。散射长度的可调谐性和共振位置处原子的快速损耗。Feshbach 共振会使散射长度发散，同时对于宽的 Feshbach 共振处三体损耗率与 a^4 成正比。因此原子在 Feshbach 共振处的非弹性三体损耗会大大增强，导致原子的大量损耗。也可以用这一特性来测量 Feshbach 共振点。

3.3 ^{39}K 和 ^{87}Rb 混合气体的 Feshbach 共振

由于 ^{39}K 的背景散射长度为负值，因此获得较大原子数量的 ^{39}K BEC 是比较困难的。我们可以利用磁 Feshbach 共振技术来操控 ^{39}K 散射长度的符号和大小，来改变原子弹性散射截面，使得 ^{39}K 可以有较高的蒸发冷却效率，为此我们需要测量 ^{39}K 和 ^{87}Rb 混合气体的 Feshbach 共振点。

我们在 0-450 G 磁场强度范围内，测量了 $|1,1\rangle$ 态的 ^{39}K - ^{87}Rb 混合气体的 Feshbach 共振，如图 3.2。测量到的 Feshbach 共振点包括一个 ^{39}K - ^{87}Rb 异核 Feshbach 共振点 (318.3 G) 和两个 ^{39}K 的同核 Feshbach 共振点 (25.9 G, 403.4 G)。图 3.2 (a) 和 3.2 (b) 分别是 ^{39}K 和 ^{87}Rb 的原子数目，我们可以看到在 318.3G 时，两种原子的都有损耗。另一个有趣的现象是在 ^{39}K 的同核共振点处， ^{87}Rb 原子的数目有所增加。这可能是由于 ^{39}K 的快速损失导致 ^{39}K - ^{87}Rb 异核斥力减少，从而 ^{87}Rb 原子的数目有所增加。

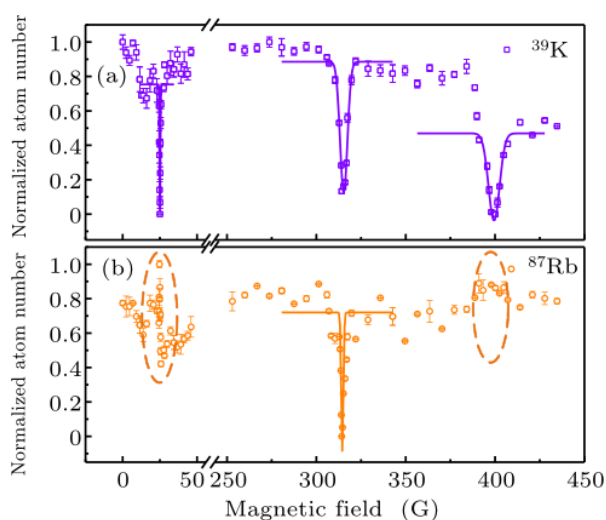


图 3.2 $|1,1\rangle$ ^{39}K - ^{87}Rb 混合气体的 Feshbach 共振^[69]

注：(a) 图给出了不同磁场值下 ^{39}K 剩余原子数，(b) 图为相同情况 ^{87}Rb 的原子数。

当混合原子气体冷却到 $0.8 \mu\text{K}$ 时, 由于 ^{39}K 的背景散射长度为负值, 对有效蒸发冷却的限制显著增大。在 1 G 的匀强磁场中, $|1,1\rangle$ 态的 ^{39}K 和 ^{87}Rb 的同核散射长度分别为 $a_K = -33a_0$ (a_0 为玻尔半径) 和 $a_{Rb} = 100a_0$, 并且 ^{39}K - ^{87}Rb 混合气体的异核散射长度为 $a_{RbK} = 34a_0$ 。在低磁场下, 原子之间的相互作用是吸引力, 原子团会很快地塌缩, 导致无法得到 ^{39}K 的 BEC。因此, 我们利用 $|1,1\rangle$ 态 ^{39}K 在 402.5G 宽的 s 波 Feshbach 共振点的附近, 将 ^{39}K 的散射长度调节为正值。最终我们在 372.6 G 的磁场下, 获得了 $|1,1\rangle$ 态 ^{39}K - ^{87}Rb 的双组分 BEC, 此时 ^{39}K - ^{87}Rb 混合物的异核散射长度为 $a_{RbK} = 34a_0$, ^{39}K 的散射长度为 $a_K = 20.05a_0$, ^{87}Rb 的散射长度为 $a_{Rb} = 100a_0$ 。

为了获得 $|1,-1\rangle$ 态的 ^{39}K - ^{87}Rb 原子气体, 我们将磁场设置为 10 G , 然后在 7.6 MHz 附近扫描射频辐射场的频率共 40 ms , 从而将两种原子从 $|1,1\rangle$ 态转移到 $|1,-1\rangle$ 态。将磁场从 10 G 调节到给定的磁场下 ($0-200 \text{ G}$), 通过持续降低光学偶极阱的深度完成最后的协同冷却, 这一过程持续 4 s , 最后我们测量得到了光阱中混合气体 ^{39}K 原子数和温度与磁场的关系, 如图 3.3 所示。由图中可以清晰看到, 共有 3 个 Feshbach 共振点。同时, 我们记录了在上述过程中 ^{39}K 原子的温度, 由于 Feshbach 共振点附近非弹性碰撞的增强, 使得原子气体的温度升高。

在 $0-200 \text{ G}$ 磁场强度范围内, 测量了 $|1,-1\rangle$ 态的 ^{39}K - ^{87}Rb 混合气体的 Feshbach 共振, 并确定了 ^{39}K - ^{39}K 同核和 ^{39}K - ^{87}Rb 异核 s 波散射长度与磁场的关系, 如图 3.4 所示。测量到的 Feshbach 共振点包括一个 ^{39}K - ^{87}Rb 异核 Feshbach 共振点 (117.6 G) 和两个 ^{39}K 的同核 s 波 Feshbach 共振点 ($32.6 \text{ G}, 162.8 \text{ G}$)。 $|1,-1\rangle$ 态的 ^{39}K 在 32.6 G 和 162.8 G 两处的 Feshbach 共振点有较大的共振宽度, 且在这两点之间的区域内, ^{39}K 的散射长度为正值。在这个区域内, ^{39}K - ^{87}Rb 异核散射长度可以在 117.56 G 附近进行大范围的调谐。

117.6 G 是 ^{39}K - ^{87}Rb 混合气体的异核 Feshbach 共振且它的共振宽度很宽, 具有不对称的损失和加热特性。宽的 Feshbach 共振便于实验上控制散射长度的大小, 从而有效地将 ^{39}K 冷却到简并区域。这个宽的异核 Feshbach 共振点的位置和宽度已经进行了精确测量。对原子损耗采用最佳的高斯拟合来提取中心位置, 损耗的中心向负散射长度的区域移动。上述的不对称性是由于在 Feshbach 共振附近, 负散射长度的三体损耗系数大于正散射长度的三体损耗系数。在 32.6 G 和 162.8 G 处有两个很宽的 s 波 Feshbach 共振, 且在这两点之间的区域内, ^{39}K 的散射长度为正值, 原子气体可以在较长时间内保持较大的原子数和较低的温度, 最终我们在 117.8 G 的磁

场下，获得了 $|1, -1\rangle$ 态 ^{39}K - ^{87}Rb 双组分 BEC，这时 ^{39}K 的散射长度为 $a_K = 10a_0$ ， ^{39}K - ^{87}Rb 之间的散射长度为 $a_{RbK} = 270a_0$ 。

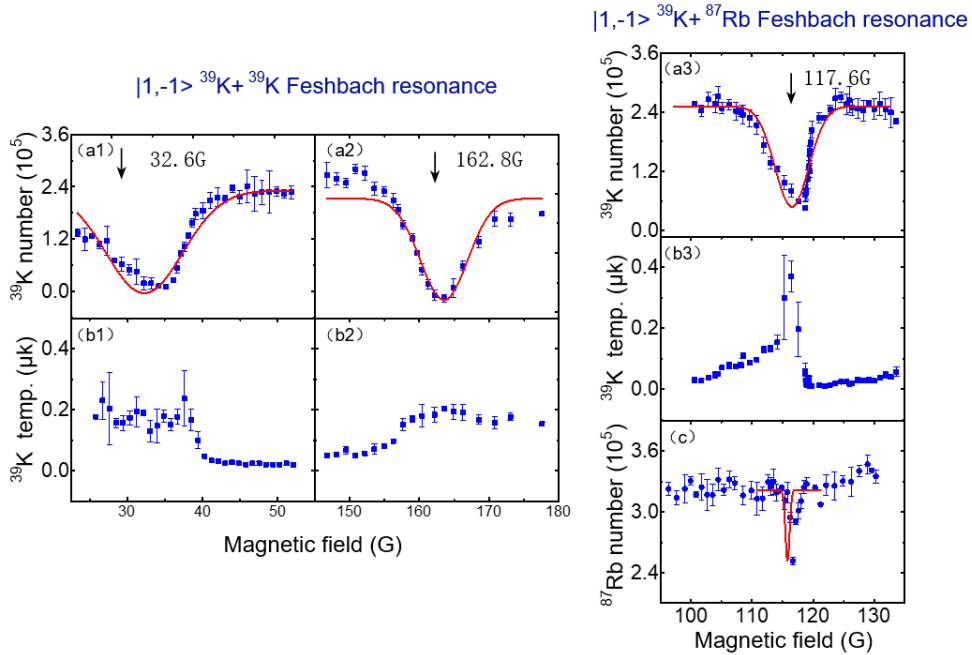


图 3.3 $|1, -1\rangle$ ^{39}K - ^{87}Rb 混合气体的 Feshbach 共振

注：(a1-a3)混合气体中剩余的 ^{39}K 原子数目;(b1-b3)混合气体中 ^{39}K 原子的温度;(c)混合气体中剩余的 ^{87}Rb 原子数目。

从上面的讨论可以看出，正如我们在绪论中所提到的，我们使用 ^{39}K 的主要原因是：在 $|1, -1\rangle$ 态和 $|1, 1\rangle$ 态 ^{39}K 原子都存在一个很宽的 Feshbach 共振，从而可以在较宽的范围内精确调节原子间相互作用的强度。克服由于 ^{39}K 背景散射为负值导致原子很快塌缩的问题，同时控制散射长度的大小，改变原子的弹性散射截面，使得 ^{39}K 可以有较高的蒸发冷却效率。

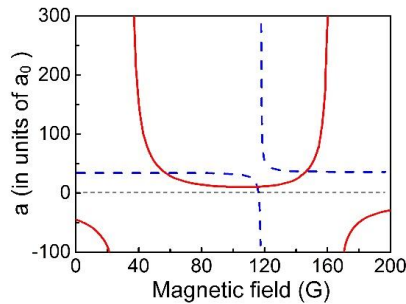


图 3.4 理论预测

注： $|1, -1\rangle$ 态 ^{39}K - ^{87}Rb 混合气体的异核散射长度(虚线)和 ^{39}K - ^{39}K 的同核散射长度(实线)与磁场的系。

3.4 非弹性过程

我们通过对非弹性碰撞的简要讨论来结束这一章。在原子的非弹性碰撞过程中，原子的内部状态会发生变化，在能量和动量守恒的条件下，原子动能的增加是由于补偿原子内能减少。在冷原子的实验中当原子的温度大于势阱的深度时，原子就会逃逸出阱外，造成原子的损耗。非弹性碰撞一般可以分为三类：单体损耗、两体损耗和三体损耗。

在超冷原子实验中，非弹性碰撞在大多数情况下是不利的，但却是不可避免的。最明显的是，任何实验系统的不完全真空都会导致被俘获气体和背景气体之间的碰撞。当这种气体处于室温时，室温粒子的能量远远大于俘获原子的能量。这时主要发生的是单体损耗，这导致被俘获原子的数量呈指数衰减，其速率由真空室的压强决定，原子云密度很低时这通常是主要损失机制。

在密度更高的情况下，三个原子之间的碰撞变得更频繁，增加了三体复合的概率，即三个原子碰撞可以产生一个分子和一个原子，带走了多余的能量。这通常是特别不利，因为不仅三个原子都丢失了，而且温度更低的原子先受到影响。这通常是高密度原子气体的主要损耗机制。正如前面提到的三体损耗率与 a^4 成正比，因此原子在 Feshbach 共振处的非弹性三体损耗会大大增强。

最后，在磁场中被极化的原子之间会产生偶极-偶极相互作用，会导致两体自旋弛豫，导致原子的自旋状态可能发生翻转。当原子的自旋态翻转为磁阱不能俘获的高场趋近态时，会产生原子的损失。这三个过程都导致了原子整体的加热和损失。

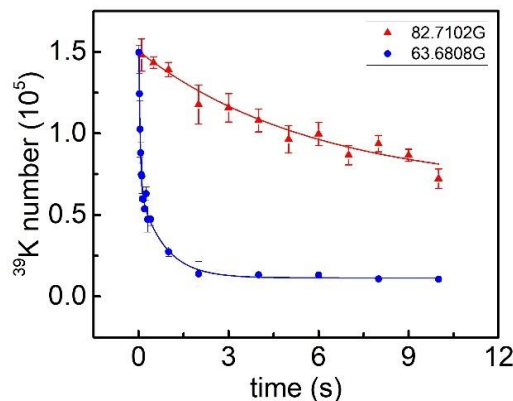


图 3.5 $|1, -1\rangle$ ^{39}K - ^{87}Rb 混合气体中 ^{39}K BEC 的寿命

如图 3.5，我们研究了 ^{39}K - ^{87}Rb 超冷混合气体中 $|1, -1\rangle$ 态 ^{39}K BEC 在不同磁场

下的寿命，进一步讨论了 Feshbach 共振的损耗特性。我们在 117.8 G 的磁场下制备了 ^{39}K - ^{87}Rb 超冷混合气体中 $|1, -1\rangle$ 态 ^{39}K BEC，然后将磁场调节到 63.7 G 的共振点和 82.7 G 的非共振点，利用吸收图像记录 ^{39}K 原子数与时间的关系。

红线是非共振点处原子的单体损耗，蓝线是由于在 Feshbach 共振点三体损耗率与 a^4 成正比，此时原子的非弹性三体损耗会大大增强。在测量过程中，我们是将原子囚禁在光阱中，不会发生原子自旋态的反转，两体损耗基本被抑制了。

4 蒸发冷却与协同冷却

碰撞在超冷原子气体的形成中起着重要作用。碰撞是蒸发冷却过程中必不可少的一部分，弹性碰撞可以使原子云热化，在许多实验中，通过蒸发来实现量子简并，而非弹性碰撞限制了这种技术的有效性。同时非弹性碰撞过程限制了在冷却原子气体中所能达到的最大相空间密度。所以要想进行有效的蒸发冷却过程，就需要弹性碰撞大于非弹性碰撞。

在第二章中我们已经对蒸发冷却做了一个简单介绍，原子在不同的俘获阱中有不同的蒸发冷却方法，我们已经对原子在光阱中的蒸发做了详细的介绍，在本章中我们主要介绍一下原子在光学堵塞的四极磁阱中的蒸发过程，蒸发效率，最后重点介绍一下利用 ^{87}Rb 在光阱中对 ^{39}K 进行协同冷却过程中，混合气体的相互作用与蒸发时间对协同冷却的影响。

4.1 磁阱蒸发

在磁阱中，通过选择性的去除高能量原子的技术依赖于原子能级在空间中产生的塞曼分裂。动能越高的原子将位于磁阱的外围。因此可以利用共振的射频和微波信号使原子在塞曼能级上跃迁，发生原子的自旋翻转，将原子从低场趋近态变为高场趋近态，从而使能量大的原子溢出阱外，实现蒸发冷却。

在进行磁阱蒸发之前，需要将原子有效的装载到磁阱中，我们需要压缩磁阱，增大原子的密度，增强原子之间的弹性碰撞。之后开启绿光将四极磁阱转换为光学堵塞的四极磁阱，就可以进行磁阱的蒸发。利用射频信号可以将 ^{87}Rb 和 ^{39}K 在 $F=2$ 的超精细态之间进行自旋态的跃迁，达到蒸发冷却的效果。而利用微波信号只能在 ^{87}Rb 原子的 $|2,2\rangle \rightarrow |1,1\rangle$ 自旋态跃迁，蒸发冷却 ^{87}Rb 原子。

我们在磁阱蒸发过程中，只使用微波信号蒸发 ^{87}Rb 原子，这样一来通过有选择性的只蒸发 ^{87}Rb 原子，而 ^{39}K 原子通过与 ^{87}Rb 原子蒸发过程中的弹性碰撞，实现协同冷却。在微波蒸发的过程中，由于越靠近磁阱的外围，原子能级的塞曼劈裂越大。因此我们需要从高往低扫描微波信号的频率。蒸发过程中的磁场强度保持在 74 G/cm 不变，微波信号的频率在 6.2 s 内从 6894.7 MHz 扫描到 6855.7 MHz，然后在 5 s 内扫描到 6835.7 MHz。磁阱蒸发结束后，约有 1.17×10^7 ^{39}K 原子和 4.73×10^7 ^{87}Rb 原子，温度约为 45 μK 。

如果我们使用的是背景散射长度为正值的 ⁴¹K 原子，则 ⁸⁷Rb 和 ⁴¹K 两种原子气体都有可能在磁阱中蒸发冷却形成凝聚体。然而，³⁹K 的背景散射长度为负值，阻止了稳定凝聚体的产生。因此，我们需要利用光阱可以束缚任意自旋态原子的优点，将混合气体转移到光阱之后，通过磁 Feshbach 共振技术操控其散射长度，进行有效的蒸发冷却实现 BEC。

4.2 蒸发效率

因为这种冷却技术依赖于相空间密度 ρ 和原子数目 N 的改变，因此用这两个参数可以很好的描述蒸发过程的效率。蒸发效率在数学上采用对数的形式，可以很好的表征相关量的相对变化，表示如下^[70]

$$\gamma = -\frac{d\rho_1/\rho_2}{dN_1/N_2} = -\frac{d(\ln\rho)}{d(\ln N)} \quad (4.1)$$

相空间密度 ρ 在不同的势阱中表达式不同，在三维简谐势阱中

$$\rho_0 = n_0 \lambda_{dB}^3 = N \left(\frac{\hbar w}{k_B T} \right)^3 \quad (4.2)$$

N 是原子数， T 是温度， w 是平均束缚频率。当不考虑由于非弹性碰撞而导致的原子在势阱中的损耗，蒸发冷却的最佳效率是由初始温度和弹性碰撞速率所决定的。然而，在实际中，由于原子气体与背景气体的碰撞，以及三体碰撞这些非弹性碰撞速率，会导致势阱中的原子会不断的损耗，这些过程会严重影响在冷却过程中相空间密度的增加。此外还需要考虑一些由于光强，磁场强度等的抖动导致的势阱的抖动，都会使系统加热，因此需要优化原子气体之间的碰撞与蒸发冷却的时间。

4.3 协同冷却

在某些情况下，试图对一种原子进行直接蒸发冷却是不可行的。例如，当散射长度很小时，或者所研究的物质丰度很低时。因为泡利不相容原理的限制，低温下的费米粒子，它的 s 波碰撞被禁止。因此这些粒子都需要使用间接蒸发的方法^[71-72]来冷却原子气体。

我们可以利用其他物质作为冷却剂^[73]。将需要冷却的物质与冷却剂装载到同一个俘获阱中，通过选择性的蒸发冷却剂，原子气体的碰撞会协同冷却目标物质。³⁹K 原子的背景散射长度很小且为负值， $a_K = -33a_0$ ^[74]。协同冷却是最有希望实现

^{39}K 的冷却方法。由于 ^{87}Rb 与 K 的同位素具有良好的碰撞特性，利用 ^{87}Rb 作为冷却剂协同冷却 ^{39}K 已经实现^[75]。此外，利用在 317.9 G 附近，宽 8.5 G 的 ^{87}Rb - ^{39}K 异核的 Feshbach 共振点，能将 ^{87}Rb - ^{39}K 的散射长度从 $a_{RbK} = 36a_0$ 调谐为 $a_{RbK} = 150a_0$ 这一数量级，从而加强了混合气体之间的弹性碰撞，提高协同冷却的效率^[76]。

我们分析了 $|1, -1\rangle$ 态 ^{87}Rb - ^{39}K 混合气体在光阱中的协同冷却过程，将磁场分别设置为 38.3 G, ($a_K = 209a_0$, $a_{RbK} = 34a_0$)、82.7G ($a_K = 13a_0$, $a_{RbK} = 33.5a_0$) 和 117.8 G ($a_K = 11a_0$, $a_{RbK} = 286a_0$)，括号是在该磁场下混合气体的散射长度。我们测量了混合气体在不同时刻和不同磁场下的性质，选取的磁场值对应图 4.1 插图中箭头所指位置。在选取的这 3 个磁场下，我们通过 4 s 来降低光学偶极阱的深度完成最后的协同冷却过程。然后关闭偶极阱，让原子云飞行 5 ms 在给定的磁场强度下，使得在这一过程中原子可以保持散射长度，从而将 BEC 的初始能量全部释放为原子的动能。然后关闭磁场，经过 30 ms 的自由飞行时间，分别获得 $|1, -1\rangle$ 态 ^{39}K 和 ^{87}Rb 的吸收图像。

图 4.1 (a1) (a3) 和 (b1) b3) 给出了在协同冷却过程中混合气体中 $|1, -1\rangle$ 态 ^{39}K 和 ^{87}Rb 原子数目和温度随光阱蒸发时间的变化。在经过 4 s 的光阱蒸发后， ^{87}Rb 原子和 ^{39}K 原子温度都降低到了 nk 的数量级，此时 ^{87}Rb 的原子数降低了 3 倍左右，而 ^{39}K 的原子数降低了 1 倍多，表明这一过程是典型的协同冷却过程。在 ^{39}K 和 ^{87}Rb 的协同冷却中，我们将 ^{87}Rb 作为冷却剂，通过热接触协同冷却 ^{39}K 。由于 ^{87}Rb 原子的比 ^{39}K 原子的质量大，导致 ^{87}Rb 原子更易于从光阱中逸出，因此主要通过 ^{87}Rb 原子的强制蒸发带走 ^{39}K 原子团中的热能，使得 ^{39}K 原子的密度不断上升，而 ^{87}Rb 原子的密度不断下降。由于 ^{39}K 原子的存在，使得 ^{87}Rb 原子的蒸发效率显著较低，如图 4.1 (a2) 和 (b2)。此外在蒸发的前 2 s， ^{87}Rb 的原子数降低了一个数量级，而 ^{39}K 的原子数基本保持不变， ^{39}K 原子的密度不断上升，然后趋于稳定，同时两种原子的温度急剧下降。对比 $|1, -1\rangle$ 态 ^{39}K 和 ^{87}Rb 原子数和密度，我们可以看出在开始阶段协同冷却的效率较高。在蒸发的后 2 s 我们可以看到，由于光阱束缚强度的逐渐减弱，使得两种原子的空间重叠部分减少，当原子间的蒸发冷却速率于原子非弹性碰撞的损耗速率相等时，协同冷却过程停止。对比在三个磁场下混合气体的特性以及其对应的散射长度，我们可以看出当 ^{39}K 的 s 波散射长度均为正值时， $|1, -1\rangle$ 态 ^{39}K 和 ^{87}Rb 的异核 s 波散射长度较大时(117.8 G($a_{RbK} = 286a_0$))，原子气体之间具有较大的弹性碰撞，可以更加有效的进行蒸发冷却。

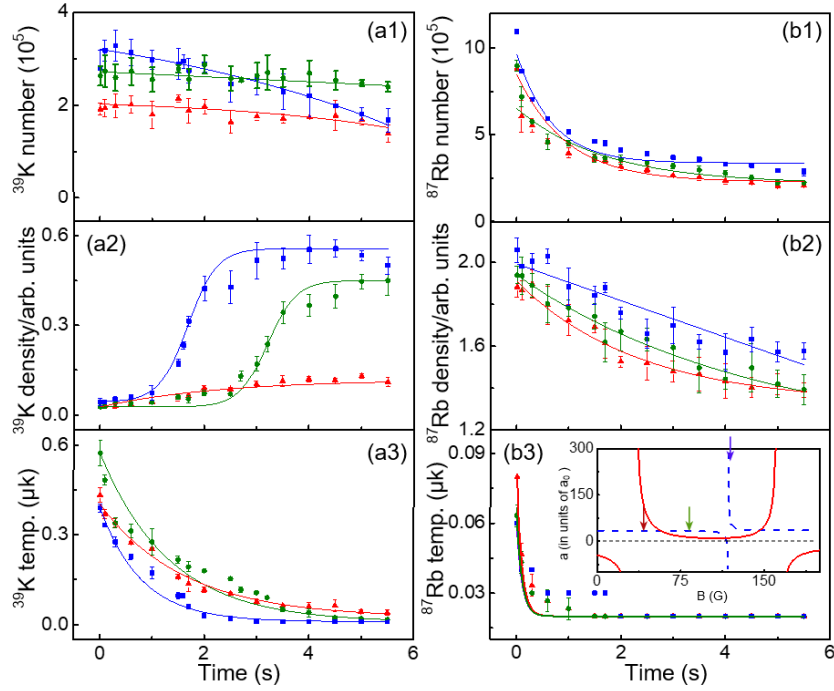


图 4.1 $|1, -1\rangle$ ^{39}K - ^{87}Rb 混合气体在光阱中协同冷却的特性。

注：在光阱协同冷却的最后阶段，磁场为 38.3 G(红色)、82.7 G(橄榄色)和 117.8 G(蓝色)时， ^{39}K ((a1)-(a3)) 和 ^{87}Rb ((b1)-(b3))的原子数目、密度和温度随光阱蒸发时间的变化。插图：箭头表示选取的三个不同的磁场分别对应的散射长度。

图 4.2 是原子云在 117.8 G 磁场强度下自由飞行 5 ms，然后关闭磁场，经过 30 ms 的自由飞行，在不同时刻的协同冷却过程的吸收图像，光阱中的协同冷却时间分别是 0.6 s、2 s 和 4 s 时， ^{39}K 原子速率分布和吸收成像图。热原子部分采用高斯拟合，凝聚体部分采用多项式拟合。通过清晰地观察吸收图像(图 4.2(a1) -4.2(a3))和相应的速率分布，可以看到 ^{39}K 原子从(热)玻尔兹曼气体到 BEC 的相变过程。但 ^{87}Rb 在协同冷却过程中已经完成 BEC 的相变(图 4.2(b1) -4.2(b3))。对比 $|1, -1\rangle$ 态 ^{39}K 和 ^{87}Rb 原子的相变过程，我们可以看出在协同冷却的过程中通过利用铷原子来对钾原子进行冷却，最终我们实现了 $|1, -1\rangle$ ^{39}K - ^{87}Rb 双组分的 BEC。

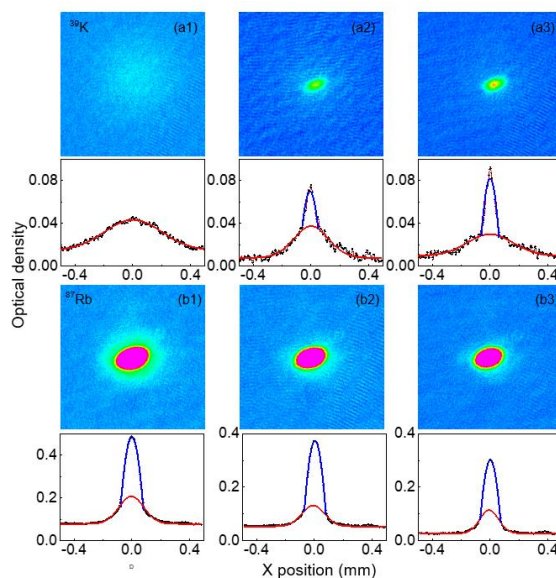


图 4.2 $|1, -1\rangle$ ^{39}K - ^{87}Rb BEC 的相变过程。

注：原子云在 117.8 G 磁场强度下自由飞行 5 ms，然后关闭磁场，经过 30 ms 的自由飞行，在不同时刻的协同冷却过程的吸收图像。(a1)(b1): 0.6 s (a2)(b2): 2 s (a3)(b3): 4 s 热原子部分 (红色)和 BEC 部分(蓝色)符合双峰拟合。

同时，实验上研究了在不同磁场下，双组分 $|1, 1\rangle$ 态 ^{87}Rb - ^{39}K 混合物和单组份 $|1, 1\rangle$ 态 ^{39}K 的蒸发冷却，如图 4.3 所示。图 4.3 中蓝线和红线分别表示双组分和单组份的蒸发过程。可以看出当使用双组分混合气体进行协同冷却时，在 365 G-380 G 的范围内，都可以制备出原子数目很多的 $|1, 1\rangle$ 态 ^{39}K BEC。然而，使用单组份 ^{39}K 进行蒸发冷却时，发现只有在 391.46 G 附近才可以产生相对较好的 $|1, 1\rangle$ 态 ^{39}K BEC。且此时产生的 BEC 光学密度较小。表明在 ^{39}K BEC 形成过程中， ^{87}Rb 对 ^{39}K 的协同冷却发挥了极大的作用。最终我们在 372.6 G 的磁场下，获得了 $|1, 1\rangle$ 态 ^{39}K - ^{87}Rb 的双组分 BEC， ^{39}K BEC 的吸收图像如图 4.4 所示。

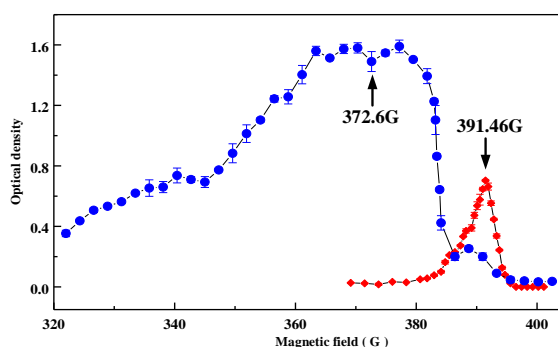


图 4.3 双组分 $|1, 1\rangle$ 态 ^{87}Rb - ^{39}K 混合物和单组份 $|1, 1\rangle$ 态 ^{39}K 的蒸发冷却

注：图中蓝线和红线分别表示双组分和单组分蒸发过程。

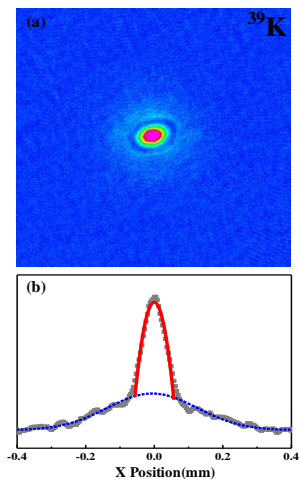


图 4.4 $|1,1\rangle$ ^{39}K BEC

注：图为双组分原子云在 372.6 G 磁场强度下自由飞行 5 ms，然后关闭磁场，经过 20 ms 的自由飞行得到的 ^{39}K BEC。

5 结论

我们的实验采用两级磁光阱来实现 ^{39}K - ^{87}Rb 混合气体的冷却和俘获，可以在空间上实现混合气体的预冷却和蒸发过程的分离，以保证每个过程中均达到最佳状态。原子在 3D MOT 的装载过程中， ^{39}K 采用亮 MOT 技术， ^{87}Rb 采用暗 MOT 技术。然后通过压缩磁阱可以使原子的密度增大。采用 ^{87}Rb 原子的 D2 线构造光学黏团冷却 ^{87}Rb ， ^{39}K 原子的 D1 线构造灰色黏团冷却 ^{39}K ，有效地增加了 ^{39}K 的相空间密度和原子数。通过光泵浦将 ^{39}K - ^{87}Rb 原子抽运到 $|2,2\rangle$ 态上。然后将混合气体装载到磁阱进行蒸发。这时由于 ^{39}K 的背景散射长度为负值，原子之间的相互作用为吸引力，会导致高密度原子云的塌缩，阻止了稳定凝聚体的产生。因此，我们需要利用光阱可以束缚任意自旋态原子的优点，将混合气体转移到光阱中蒸发冷却，同时利用磁 Feshbach 共振技术在 ^{39}K 同核的共振点附近，将 ^{39}K 的散射长度调节为正值，从而实现 ^{39}K 原子气体有效的蒸发冷却，制备出了 ^{39}K - ^{87}Rb 双组分 BEC。

我们通过扫描外部磁场来测量混合原子气体中 ^{39}K - ^{87}Rb 异核和 ^{39}K 同核的 Feshbach 共振。利用 $|1,1\rangle$ 态 ^{39}K 原子在 402.5 G 的 s 波 Feshbach 共振点，最终在 372.6 G 的磁场下，将 ^{39}K 的散射长度调节为正值，制备了 $|1,1\rangle$ 态 ^{39}K - ^{87}Rb 的双组分 BEC。利用 $|1,-1\rangle$ 态 ^{39}K 原子在 117.6 G 的 s 波 Feshbach 共振点，最终在 117.8 G 的磁场下，将 ^{39}K 的散射长度调节为正值，制备了 $|1,-1\rangle$ 态 ^{39}K - ^{87}Rb 的双组分 BEC。

此外，优化了 ^{39}K - ^{87}Rb 混合气体中原子的异核相互作用，从而加强了混合气体之间的弹性碰撞，提高了 ^{39}K - ^{87}Rb 混合气体的协同蒸发冷却效率。还优化了混合气体在光阱中的蒸发时间，提高了 ^{39}K - ^{87}Rb 的双组分 BEC 的原子数目。

基于 ^{39}K - ^{87}Rb 双组分 BEC，以及我们已经实现了利用一维光晶格将 BEC 制备到二维体系中实验装置。接下来可以研究 ^{39}K 与 ^{87}Rb 异核玻色子的量子液滴的制备并探测其相图、集体激发模式以及其他重要的性质。同时二维量子液滴中原子数密度更低，有利于在实验上减小三体碰撞损耗，可以使量子液滴具有更长的寿命。可以研究二维体系下量子液滴的寿命，并且获取低维体系下，LHY 修正项的表现形式。

参考文献

- [1] Bose S N. Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese[J]. Zeitschrift Für Physik, 1924, 26(1):178-181.
- [2] Einstein A. Quantentheorie des einatomigen idealen Gases[M]. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 1924.
- [3] Anderson M H, Ensher J R, Matthews M R, et al. Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor[J]. science, 1995, 269(5221): 198-201.
- [4] Davis K B, Mewes M O, Andrews M R, et al. Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms[J]. Physical review letters, 1995, 75(22): 3969.
- [5] Papp S B, Pino J M, Wieman C E. Tunable Miscibility in a Dual-Species Bose-Einstein Condensate[J]. Phys Rev Lett, 101(4):040402.
- [6] McCarron D J, Cho H W, Jenkin D L, et al. Dual-species Bose-Einstein condensate of ⁸⁷Rb and ¹³³Cs[J]. Phys Rev A, 2011, 84(1):011603.
- [7] Lee K L, Jorgensen N B, Wacker L J, et al. Time-of-flight expansion of binary Bose-Einstein condensates at finite temperature[J]. New Journal of Physics, 2018 20:053004.
- [8] Kuklov A B, Svistunov, B V. Counterflow Superfluidity of Two-Species Ultracold Atoms in a Commensurate Optical Lattice[J]. Phys Rev Lett, 2003, 90(10):100401.
- [9] Ehdud A, Walter H, Eugene D, et al. Phase diagram of two-component bosons on an optical lattice[J]. New Journal of Physics, 2003, 5:113.
- [10] Stamper-Kurn D M, Ueda M Spinor Bose gases: Symmetries, magnetism, and quantum dynamics[J]. Rev Mod Phys, 2013, 85(3):1191-1244.
- [11] Hu M G, Van D G, Michael J, et al. Bose Polarons in the Strongly Interacting Regime[J]. Phys Rev Lett, 2016, 117(5):055301.
- [12] Jorgensen N B, Wacker L, Skalmstang K T, et al. Observation of Attractive and Repulsive Polarons in a Bose-Einstein Condensate[J]. Phys Rev Lett, 2016, 117(5):055302.
- [13] Semeghini G, Ferioli G, Masi L Raman, et al. Self-Bound Quantum Droplets of Atomic Mixtures in Free Space[J]. Phys Rev Lett, 2018, 120(23):235301.
- [14] Cabrera C R, Tanzi L, Sanz J, et al. Quantum liquid droplets in a mixture of Bose-

- Einstein condensates[J]. *Science*, 2018, 359(6373):301-304.
- [15] Catani J, De S L, Barontini G, et al. Many-body physics with ultracold gases[J]. *Phys Rev A*, 2008, 77(1):011603.
- [16] Kato Y, Yamamoto D, Danshita Ippei. Quantum Tricriticality at the Superfluid-Insulator Transition of Binary Bose Mixtures[J]. *Ann Phys*, 2017, 529(5):1700008.
- [17] Tomadin A, Polini M, Tosi M P, et al. Nonequilibrium pairing instability in ultracold Fermi gases with population imbalance[J]. *Phys Rev Lett*, 2019, 123(7): 075301.
- [18] Richaud A, Zenesini A, Penna Vi. The mixing-demixing phase diagram of ultracold heteronuclear mixtures in a ring trimer[J]. *Scientific reports*, 2019, 9: 6908.
- [19] Modugno G, Modugno M, Riboli F, et al. Two Atomic Species Superfluid[J]. *Phys Rev Lett*, 2002, 89(19): 190404.
- [20] Roy R, Green A, Bowler R, et al. Two-Element Mixture of Bose and Fermi Superfluids[J]. *Phys Rev Lett*, 2017, 118(5):055301.
- [21] Barbut I F, Delehaye M, Laurent S, et al. A mixture of Bose and Fermi superfluids[J]. *Science*, 2014, 345: 1035-1038.
- [22] Schweikhard V, Coddington I, Engels P, et al. Vortex-Lattice Dynamics in Rotating Spinor Bose-Einstein Condensates[J]. *Phys Rev Lett*, 2004, 93(21):210403.
- [23] Hamner C, Chang J J, Engels P, et al. Generation of Dark-Bright Soliton Trains in Superfluid-Superfluid Counterflow[J]. *Phys Rev Lett*, 2011, 106(6):065302.
- [24] Yao X C, Chen H Z, Wu Y P, et al. Observation of Coupled Vortex Lattices in a Mass-Imbalance Bose and Fermi Superfluid Mixture[J]. *Phys Rev Lett*, 2016, 117(14):145301.
- [25] Jin D S, Ye J. Introduction to ultracold molecules: new frontiers in quantum and chemical physics[J]. *Chemical reviews*, 2012, 112:4801--4802.
- [26] Myatt C J, Burt E A, Ghrist R W, et al. Production of Two Overlapping Bose-Einstein Condensates by Sympathetic Cooling[J]. *Phys Rev Lett*, 1997, 78(4):586-589.
- [27] Hall D S, Matthews M R, Wieman C E, et al. Measurements of Relative Phase in Two-Component Bose-Einstein Condensates[J]. *Phys Rev Lett*, 1998, 81(8):1543--1546.
- [28] Maddaloni P, Modugno M, Fort C, et al. Collective Oscillations of Two Colliding Bose-Einstein Condensates[J]. *Phys Rev Lett*, 2000, 85(12):2413--2417.

- [29]Schreck F, Khaykovich L, Corwin K L, et al. Quasipure Bose-Einstein Condensate Immersed in a Fermi Sea[J]. Phys Rev Lett, 2001, 87(48):080403.
- [30]McNamara J M, Jelten T, Tychkov A S, et al. Degenerate Bose-Fermi Mixture of Metastable Atoms[J]. Phys Rev Lett, 2006, 97(8): 080404.
- [31]Tey M K, Stellmer S, Grimm R, et al. Double-degenerate Bose-Fermi mixture of strontium[J]. Phys Rev A, 2010, 82(1):011608.
- [32]Lu M, Burdick N Q, Youn S H, et al. Strongly Dipolar Bose-Einstein Condensate of Dysprosium[J]. Phys Rev Lett, 2011, 107(19):190401.
- [33]Sugawa S, Yamazaki R, Taie S, et al. Bose-Einstein condensate in gases of rare atomic species[J]. Phys Rev A, 2011, 84(1):011610.
- [34]Stellmer S, Grimm R, Schreck F. Production of quantum-degenerate strontium gases[J]. Phys Rev A, 2013, 87(1):013611.
- [35]Pasquiou B, Bayerle A, Tzanova S M, et al. Quantum degenerate mixtures of strontium and rubidium atoms[J]. Phys Rev A, 2018, 88(2):023601.
- [36]Repp M, Pires R, Ulmanis J, et al. Observation of interspecies ⁶Li-¹³³Cs Feshbach resonances[J]. Phys Rev A, 2013, 87(1):010701.
- [37]Wacker L, Jorgensen N B, Birkmose D, et al. Tunable dual-species Bose-Einstein condensates of ³⁹K and ⁸⁷Rb[J]. Phys Rev A, 2015, 92(5):053602.
- [38]Schulze T A, Hartmann T, Voges K K, et al. Feshbach spectroscopy and dual-species Bose-Einstein condensation of ²³Na-³⁹K mixtures[J]. Phys Rev A, 2018, 97(2):023623.
- [39]Thalhammer G, Barontini G, De S L, et al. Double Species Bose-Einstein Condensate with Tunable Interspecies Interactions[J]. Phys Rev Lett, 2008, 100(21):210402.
- [40]McCarron D J, Cho H W, Jenkin D L, et al. Dual-species Bose-Einstein condensate of ⁸⁷Rb and ¹³³Cs[J]. Phys Rev A, 2011, 84(1):011603.
- [41]Wang F D, Li X K, Xiong D Z, et al. A double species ²³Na and ⁸⁷Rb Bose-Einstein condensate with tunable miscibility via an interspecies Feshbach resonance[J]. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 2015, 49:015302.
- [42]DeMarco B, Jin D S. Onset of Fermi degeneracy in a trapped atomic gas[J]. Science, 1999, 285(5434): 1703-1706.
- [43]Modugno G, Ferrari G, Roati G, et al. Bose-Einstein condensation of potassium atoms by sympathetic cooling[J]. Science, 2001, 294(5545): 1320-1322.

- [44]Roati G, Zaccanti M, d'Errico C, et al. K 39 Bose-Einstein condensate with tunable interactions[J]. Physical review letters, 2007, 99(1): 010403.
- [45]De Sarlo L, Maioli P, Barontini G, et al. Collisional properties of sympathetically cooled K 39[J]. Physical Review A, 2007, 75(2): 022715.
- [46]Wu C H, Santiago I, Park J W, et al. Strongly interacting isotopic Bose-Fermi mixture immersed in a Fermi sea[J]. Physical Review A, 2011, 84(1): 011601.
- [47]Anderson P W. Absence of diffusion in certain random lattices[J]. Physical review, 1958, 109(5): 1492.
- [48]Roati G, D'Errico C, Fallani L, et al. Anderson localization of a non-interacting Bose-Einstein condensate[J]. Nature, 2008, 453(7197): 895-898.
- [49]Bradley C C, Sackett C A, Tollett J J, et al. Evidence of Bose-Einstein condensation in an atomic gas with attractive interactions[J]. Physical review letters, 1995, 75(9): 1687.
- [50]Donley E A, Claussen N R, Cornish S L, et al. Dynamics of collapsing and exploding Bose-Einstein condensates[J]. Nature, 2001, 412(6844): 295-299.
- [51]C. R. Cabrera, L. Tanzi, J. Sanz, B. Naylor, P. Thomas, P. Cheiney, and L. Tarruell, Quantum Liquid Droplets in a Mixture of Bose-Einstein Condensates, Science 359, 301 (2018).
- [52]T. D. Lee, K. Huang, and C. N. Yang, Eigenvalues and Eigenfunctions of a Bose System of Hard Spheres and Its Low-Temperature Properties, Phys. Rev. 106, 1135 (1957).
- [53]D. S. Petrov, Quantum Mechanical Stabilization of a Collapsing Bose-Bose Mixture, Phys. Rev. Lett. 115, 155302 (2015).
- [54]陈良超. ~(87)Rb 玻色-爱因斯坦凝聚体中超辐射光晶格的实验研究[D].山西大学,2018.
- [55]Hänsch T W, Schawlow A L. Cooling of gases by laser radiation[J]. Optics Communications, 1975, 13(1): 68-69.
- [56]Ketterle W, Davis K B, Joffe M A, et al. High densities of cold atoms in a dark spontaneous-force optical trap[J]. Physical review letters, 1993, 70(15): 2253.
- [57]Anderson M H, Ensher J R, Matthews M R, et al. Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor[J]. science, 1995, 269(5221): 198-201.

- [58] Dalibard J, Cohen-Tannoudji C. Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models[J]. *JOSA B*, 1989, 6(11): 2023-2045.
- [59] Hess H F. Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen[J]. *Physical Review B*, 1986, 34(5): 3476.
- [60] Davis K B, Mewes M O, Joffe M A, et al. Evaporative cooling of sodium atoms[J]. *Physical review letters*, 1995, 74(26): 5202.
- [61] Petrich W, Anderson M H, Ensher J R, et al. Stable, tightly confining magnetic trap for evaporative cooling of neutral atoms[J]. *Physical Review Letters*, 1995, 74(17): 3352.
- [62] Ketterle W, Van Druten N J. Evaporative cooling of trapped atoms[M]//*Advances in atomic, molecular, and optical physics*. Academic press, 1996, 37: 181-236.
- [63] Ketterle W, Zwierlein M W. Making, probing and understanding ultracold Fermi gases[J]. *La Rivista del Nuovo Cimento*, 2008, 31(5): 247-422.
- [64] 王鹏军, 陈海霞, 张靖, 等. 实现玻色-费米混合气体量子简并的四极 Ioffe 组合磁阱设计[J]. *物理学报*, 2008, 57: 4840.
- [65] Davis K B, Mewes M O, Ketterle W. Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms[J]. *Physical Review Letters*, 1995, 75: 3969
- [66] 邓天舒. 超冷原子气体中的量子调控研究[D].中国科学技术大学,2019.
- [67] Inouye S, Andrews M R, Stenger J, et al. Observation of Feshbach resonances in a Bose-Einstein condensate[J]. *Nature*, 1998, 392(6672): 151-154.
- [68] Yang H, Zhang D C, Liu L, et al. Observation of magnetically tunable Feshbach resonances in ultracold ^{23}Na - ^{40}K collisions[J]. *Science*, 2019, 363(6424): 261-264.
- [69] Mi C D, Nawaz K S, Wang P J, et al. Production of dual species Bose-Einstein condensates of ^{39}K and ^{87}Rb [J]. *Chinese Physics B*, 2021, 30(6): 063401.
- [70] 杨江陵. ^{23}Na - ^{40}K 玻色费米混合装置的调试优化[D].中国科学院大学(中国科学院物理研究所),2018.
- [71] Bloch I, Greiner M, Mandel O, et al. Sympathetic cooling of ^{85}Rb and ^{87}Rb [J]. *Physical Review A*, 2001, 64(2): 021402.
- [72] Mudrich M, Kraft S, Singer K, et al. Sympathetic cooling with two atomic species in an optical trap[J]. *Physical review letters*, 2002, 88(25): 253001.

- [73]Myatt C J, Burt E A, Ghrist R W, et al. Production of two overlapping Bose-Einstein condensates by sympathetic cooling[J]. Physical Review Letters, 1997, 78(4): 586.
- [74]Wang H, Nikolov A N, Ensher J R, et al. Ground-state scattering lengths for potassium isotopes determined by double-resonance photoassociative spectroscopy of ultracold ^{39}K [J]. Physical Review A, 2000, 62(5): 052704.
- [75]Roati G, Zaccanti M, d'Errico C, et al. ^{39}K Bose-Einstein condensate with tunable interactions[J]. Physical review letters, 2007, 99(1): 010403.
- [76]De Sarlo L, Maioli P, Barontini G, et al. Collisional properties of sympathetically cooled ^{39}K [J]. Physical Review A, 2007, 75(2): 022715.

攻读学位期间取得的研究成果

聂亮, 米成栋, 张越, 陈良超, 张靖. ^{39}K - ^{87}Rb 双组分 $|1, -1\rangle$ 态玻色-爱因斯坦凝聚体的实验制备. 量子光学学报, 2022.28 (3).

致 谢

行文至此，意味着我的硕士生涯已至谢幕时刻。回首在山大七年的生活，百感交集，苦辣酸甜集结于心头，但心中充盈最多的仍是感激。

首先感谢张靖教授，您严谨的治学态度，忘我的工作精神，熟练的实验技能，渊博的学问修养，敏锐的洞察能力以及开放的科学思维让我深深切切明白科学家的魅力。张老师对待科学独到的见解和认识，所选择的超冷原子领域，为我的科研指明了一个大有可为的方向；深厚的科研积累，让我特别有幸能够站在最前沿的平台感受国际热点的科研魅力所在；张老师求真务实的态度让整个团队都以一个极高的标准严格要求自己。

由衷感谢我的指导老师陈良超老师，您的悉心指导和言语间的鼓励使我能够走完这一段旅程。论文产出期间都是您一步步的细心指点，让我能够一步步把该做的做好。工作之余，生活中也为我营造了一个特别宽松的氛围，对我未来的打算特别关心，陈良超平易近人，能够成为您的学生，我特别感激。在这里特别希望陈老师身体健康，工作顺利，阖家欢乐。

感谢山大光电所，在这里不仅学到了一些学问，更学会了做人。彭堃堃院士的高尚品德和精神是山西大学人永远的榜样。感谢谢常德教授，她渊博的学术知识使我叹服，每次所里报告，谢老师的提问都让我对一些知识有新的思考。他们身上朴素的情怀，攀登奉献的精神是我们年轻学子终身学习的榜样。

感谢机加工车间石师傅、冯师傅等师傅和电子车间对我们工作的支持和配合，使我们实验进度如期正常。感谢办公室对我们工作和生活上的照顾和帮助。

感谢玻色-费米混合气体实验室的每一位成员，感谢王鹏军老师、于旭东老师、黄良辉老师、孟增明老师、韩伟老师对我科研工作中给予的帮助和支持。感谢文凯、王良伟、李东豪、靳元彬、Sadiq、米成栋、边国旗、李子亮、师振莲、闫江伟、周方给予工作和生活上的帮助。感谢王星宇、苗杰、刘方德和、Shahjee 以及师弟师妹：张越、顾正宇、单标、高晨力、李云达、王彦、丁培波、贾甜、龚琳善、王泽奎，是你们的帮助和配合，使得实验室的三年生涯变得特别快乐且有意义。特别感谢 Sadiq 师兄、米成栋师兄，是你们的帮助和指导，使得实验和论文的每个阶段都顺顺利利。感谢舍友刘强、马腾飞、王宇等同学对我生活上的照顾。

最后感谢父母的养育之恩，多年的求学之路，没有你们的支持和鼓励，我也没

有办法完成学业。感谢我家人无私的奉献和付出，让我少走了很多弯路。最后由衷祝愿我的家人、师长、同学和朋友身体健康，快快乐乐。

聂亮

个人简历及联系方式

【个人简历及联系方式】

姓名： 聂亮

性别： 男

籍贯： 山西省朔州市

电子邮箱： nieliang0704@163.com

【学习与受教育经历】

2015.09—2019.07 山西大学光电信息科学与工程 本科生

2019.09—2022.07 量子光学与光量子器件国家重点实验室 硕士研究生

承 诺 书

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

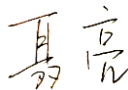
作者签名：真亮

2020年5月20日

学位论文使用授权声明

本人完全了解山西大学有关保留、使用学位论文的规定，即：学校有权保留并向国家有关机关或机构送交论文的复印件和电子文档，允许论文被查阅和借阅，可以采用影印、缩印或扫描等手段保存、汇编学位论文。同意山西大学可以用不同方式在不同媒体上发表、传播论文的全部或部分内容。

保密的学位论文在解密后遵守此协议。

作者签名： 

导师签名： 

2022年5月20日