



山西大学
SHANXI UNIVERSITY

2022 届 博士学位论文

^{87}Rb 和 ^{39}K 超冷混合气体制备及其超辐射光晶格的实验研究

作者姓名	米成栋
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 光电研究所
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 届博士学位论文

^{87}Rb 和 ^{39}K 超冷混合气体制备及其超辐射 光晶格的实验研究

作者姓名	米成栋
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 光电研究所
学习年限	2019 年 9 月至 2022 年 6 月

二〇二二年六月

Thesis for Doctor's degree, Shanxi University, 2022

Production of ^{87}Rb and ^{39}K ultra-cold mixtures and
experimental study of superradiance lattice

Student Name	Cheng-dong Mi
Supervisor	Prof. Peng-jun Wang Prof. Jing Zhang
Major	Optics
Specialty	Ultracold atomic physics
Department	State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices Institute of Opto-Electronics
Research Duration	2019.09-2022.06

June, 2022

中文摘要

自从利用碱金属原子实现玻色-爱因斯坦凝聚体 (Bose-Einstein condensates, BEC) 后, 人们对这种物态产生了极大的研究兴趣。这种新奇的物态有很多独特的性质, 全球很多实验小组已经利用 BEC 开展了相关的量子研究。超冷原子气体作为量子模拟的理想平台, 可以开展对固体物理, 拓扑物理还有凝聚态物理等多方面的实验研究。就我们实验室平台而言, 经过六年的时间已经成功搭建了一套完备成熟的超冷原子实验系统, 于 2016 年实现了单组分的 ^{87}Rb BEC, 并基于 ^{87}Rb BEC 完成电磁诱导透明 (Electromagnetically induced transparency, EIT)、电磁诱导吸收 (Electromagnetic induced absorption, EIA) 等一系列实验研究。另外, 多原子集团的集体自发辐射与单个原子的自发辐射有着显著的区别。通过测量超辐射散射光谱, 在实验上我们利用 ^{87}Rb 超冷原子气体, 开展了一维超辐射光晶格 (Superradiance Lattices, SL) 的实验研究。双组分混合气体相比于单组分气体而言, 更加扩展了相关的实验研究领域。 ^{87}Rb BEC 的实现为制备 ^{87}Rb 和 ^{39}K 双组分玻色-玻色混合气体提供了基础条件。2019 年实验小组开始着手于双组分玻色混和气体的制备和研究。

本文的研究内容包括以下几个方面:

在实验上成功制备出了 ^{87}Rb 和 ^{39}K 双组分 BECs。基于原来的实验装置, 对二维磁光阱 (Two-dimensional magneto-optical trap) 光场做了一些改进, 使得二维磁光阱光场更加平衡, 可以从背景气体中俘获更多原子。为了减少在三维磁光阱 (Three-dimensional magneto-optical trap) 装载过程中 ^{87}Rb 和 ^{39}K 原子之间的光诱导碰撞损耗, 对 ^{87}Rb 采用了暗磁光阱技术, 保证了在磁光阱中原子的装载数量。此外, 在亚多普勒冷却过程中对 ^{39}K 采用了灰色黏团冷却技术 (Gray molasses) 有效的提高了 ^{39}K 原子的冷却效率。随后经过磁阱蒸发、光阱蒸发以及 Feshbach 共振等技术手段, 最后于 2021 年利用 ^{87}Rb 原子气体协同冷却 ^{39}K 原子气体制备出了双组分的 ^{39}K 和 ^{87}Rb 玻色-玻色混合 BECs。在这一部分工作中, 对两种原子不同自旋态组合的寿命做了详细研究, 对超精细能级自旋交换碰撞过程做了分析, 两种原子不同自旋态组合的寿命研究对低温下不同原子之间散射长度的计算有重要意义。最后通过对比 ^{87}Rb 和 ^{39}K 协同冷却和单组分 ^{39}K 原子蒸发冷却的效果, 证明在冷却过程中 ^{87}Rb 原子对 ^{39}K BEC 的实现起到了至关重要的作用。

在一维超辐射光晶格的实验研究基础上, 本论文基于 ^{87}Rb BEC, 利用时间关联

单光子计数技术，测量了超辐射光晶格的散射过程，揭示了原子激发在晶格上的动力学过程。这项作为制备和观察亚辐射提供了一定的思路，在量子信息处理方面有重要应用意义。此外通过在一维超辐射光晶格中引入额外的耦合通道，形成动量空间上的锯齿状超辐射光晶格，进而研究了晶格上原子激发的手性流动现象，为拓扑物理的研究提供了可能。在论文最后研究了远失谐晶格不同的调制方式对散射谱线的影响。

本论文的创新点如下：

利用各种实验技术成功制备出了 $|1,1\rangle$ 态的双组分 BECs，研究了 ^{87}Rb 和 ^{39}K 原子不同自旋态组合下各自的原子寿命，对导致不同原子寿命的原因进行了详细分析。

相比于之前通过测量超辐射散射谱线对超辐射光晶格进行观察，本论文在实验上利用时间关联单光子计数技术，在时域上观察了超辐射光晶格中，超辐射和亚辐射现象。

在两束成一定夹角的 795 nm 耦合光构成的一维超辐射光晶格的基础上，引入 780 nm 光学晶格构造出动量空间的锯齿状超辐射光晶格，研究了边缘手性流动现象。

关键字：玻色-爱因斯坦凝聚体；超辐射；亚辐射；超辐射光晶格；量子模拟

ABSTRACT

Since the realization of Bose-Einstein condensates (BECs) using alkali metal atoms, there has been great research interest in this state of matter. This novel state of matter has many unique properties, and many experimental groups around the world have used BECs to carry out related quantum research. As an ideal platform for quantum simulation, ultracold atomic gas can carry out experimental research on solid state physics, topological physics and condensed matter physics. As far as our laboratory platform is concerned, after six years, a complete and mature ultra-cold atomic experimental system has been successfully built. A series of experimental studies such as electromagnetically-induced transparency (EIT) and electromagnetically-induced absorption (EIA). In addition, the collective spontaneous emission of polyatomic groups is significantly different from that of individual atoms. By measuring the superradiance scattering spectrum, we experimentally carried out one-dimensional superradiance lattices (SL) in the ^{87}Rb ultracold atomic gas. Compared with single-species gas, the double-species mixed gas expands the relevant experimental research field. The realization of ^{87}Rb BEC provides the basic conditions for the preparation of ^{87}Rb and ^{39}K two-component Bose-Bose mixed gas. In 2019, the experimental group began to work on the preparation and research of two-component Bose mixed gas and has been successful to achieve the two-component BEC.

The research content of this thesis includes the following:

^{87}Rb and ^{39}K two-components BECs were successfully prepared experimentally. Based on the original experimental setup, some improvements have been made to the optical field of the two-dimensional magneto-optical trap, so that the optical field of the two-dimensional magneto-optical trap is more balanced and more atoms can be captured from the background gas. In order to reduce the light-induced collision loss between the ^{87}Rb and ^{39}K atoms during the loading process of the three-dimensional magneto-optical trap, a dark magneto-optical trap technique was used for ^{87}Rb , which ensured that the atoms in the magneto-optical trap could be separated from each other. Loading quantity. In addition, in the sub-Doppler cooling process, the gray molasses cooling technique

(Gray molasses) was used for ^{39}K , which effectively improved the cooling efficiency of ^{39}K atoms. Then through magnetic trap evaporation, optical trap evaporation and Feshbach resonance and other technical means, finally in 2021, two-component ^{39}K and ^{87}Rb Bose-Bose hybrid BECs were prepared by sympathetic cooling ^{39}K atomic gas with ^{87}Rb atomic gas. In this part of the work, the lifetimes of the different spin state combinations of the two species are studied in detail, and the superfine energy level spin exchange collision process is analyzed. The calculation of the scattering length between different atoms is of great significance. Finally, by comparing the effects of ^{87}Rb and ^{39}K sympathetic cooling and single-component ^{39}K atomic evaporative cooling, it is proved that the ^{87}Rb atom plays a crucial role in the realization of ^{39}K BEC during the cooling process.

Based on the experimental study of the one-dimensional superradiant optical lattice, this thesis, based on the ^{87}Rb BEC, uses the time-correlated single-photon counting technique to measure the scattering process of the superradiant optical lattice, revealing the dynamics of atomic excitation in the lattice. This work provides a certain idea for the preparation and observation of subradiance, and has important application significance in quantum information processing. In addition, by introducing additional coupling channels into the one-dimensional superradiant lattice to form a zigzag superradiant lattice in the momentum space, the chiral flow phenomenon excited by atoms on the lattice is further studied, which provides a basis for the study of topological physics. At the end of the thesis, the influence of different modulation modes of atoms on the far-detuned lattice on the scattering lines is studied.

The main innovations of this thesis are:

Two-components BECs in the $|1,1\rangle$ state were successfully prepared by various experimental techniques, and the respective atomic lifetimes of the ^{87}Rb and ^{39}K atoms under different spin state combinations were studied, and the reasons for the different atomic lifetimes were analyzed in detail.

Compared with the previous observation of the superradiant lattice by measuring the superradiant scattering spectrum, this paper uses the time-correlated single-photon counting technique in the experiment to observe the superradiant and subradiant in the time domain.

On the basis of a one-dimensional superradiant lattice composed of two coupled beams of 795 nm at a certain angle, a 780 nm optical lattice was introduced to construct a zigzag superradiant optical lattice in momentum space, and the edge chiral flow phenomenon was studied.

Key words: Bose-Einstein condensates; Superradiance; Subradiance; Superradiance lattice; Quantum simulation

目 录

中文摘要	I
ABSTRACT	III
1 绪论	1
1.1 超冷原子气体	1
1.2 双组分 BECs 的实验研究	2
1.3 超冷原子气体中的量子模拟	3
1.4 论文结构	8
2 超冷原子气体的实验技术及其原理	9
2.1 ^{39}K 和 ^{87}Rb 的激光冷却	9
2.2 磁光阱	10
2.3 暗磁光阱	13
2.4 灰色黏团冷却	14
2.5 光泵浦	15
2.6 磁阱	16
2.7 射频蒸发和微波蒸发	17
2.8 光阱	19
2.9 吸收成像	20
2.10 本章小结	20
3 ^{39}K 和 ^{87}Rb 双组分玻色-爱因斯坦凝聚体的实验制备	21
3.1 实验装置	21
3.2 ^{39}K 和 ^{87}Rb 的双组分磁光阱	23
3.3 压缩磁光阱与光学黏团	30
3.4 磁阱中的原子气体	32
3.4.1 光泵浦过程	32
3.4.2 磁阱装载和微波蒸发过程	33
3.5 光阱中的超冷原子气体	35
3.5.1 光阱装载	35
3.5.2 光阱蒸发和态转移	36

3.5.3 不同自旋态原子寿命的测量	38
3.6 Feshbach 共振和双组分 BECs 的实现.....	41
3.7 小结	47
4 超辐射光晶格中对超辐射和亚辐射的实验研究	49
4.1 超辐射和亚辐射	49
4.2 一维超辐射光晶格	52
4.3 时间关联单光子计数技术	54
4.4 超辐射晶格中超辐射态和亚辐射态的演化过程	55
4.4.1 实验装置与过程	55
4.4.2 实验结果与分析	60
4.5 小结	65
5 玻色-爱因斯坦凝聚体中锯齿状超辐射晶格的实验研究.....	67
5.1 研究背景	67
5.2 实验过程	68
5.3 实验分析与结果	69
5.4 远失谐光晶格散射实验	73
5.5 小结	78
6 总结和展望	79
参考文献	81
攻读学位期间取得的研究成果	95
致谢	96
个人简介及联系方式	98
承诺书	98
学位论文使用授权声明	99

Contents

Chinese Abstract	I
Abstract	III
Chapter 1 Introduction	1
1.1 Ultracold atomic gas.....	1
1.2 Experimental study of two-components BECs.....	2
1.3 Quantum simulation in ultracold quantum gas.....	3
1.4 Thesis structure.....	8
Chapter 2 Experimental Technology and Principle of Ultracold Atomic Gas	9
2.1 Laser cooling of ^{39}K and ^{87}Rb	9
2.2 Magneto-optical trap.....	10
2.3 Dark MOT.....	13
2.4 Gray molasses.....	14
2.5 Optical pump.....	15
2.6 Magnetic trap.....	16
2.7 RF evaporation and Microwave evaporation.....	17
2.8 Optical dipole Trap.....	19
2.9 Absorption imaging.....	20
2.10 Summary.....	20
Chapter 3 Production of dual species BECs of ^{39}K and ^{87}Rb	21
3.1 Experimental device.....	21
3.2 Magneto-optical trap of ^{39}K and ^{87}Rb	23
3.3 Compressed magneto-optical trap and optical molasses.....	30
3.4 Atomic gas in a magnetic trap.....	32
3.4.1 Optical pump process.....	32
3.4.2 Magnetic trap loading and microwave evaporation.....	33
3.5 Ultracold Atomic gas in optical Trap.....	35
3.5.1 Optical trap loading.....	35
3.5.2 Optical trap evaporation and state transfer.....	36
3.5.3 Measurement of atomic lifetime in different states.....	38

3.6 Feshbach resonance and realization of two components BECs	41
3.7 Summary	47
Chapter 4 Experimental Investigation of Superradiance and Subradiance in Superradiance Lattice	49
4.1 Superradiance and subradiance	49
4.2 One dimensional superradiance lattice	52
4.3 Time-Correlated Single Photon Counting	54
4.4 Evolution of superradiative and subradiative states in superradiance lattices	55
4.4.1 Experimental setup and procedure	55
4.4.2 Experimental results and analysis	60
4.5 Summary	65
Chapter 5 Experimental study of sawtooth superradiance lattice in BEC	67
5.1 Research background	67
5.2 Experimental process	68
5.3 Experimental analysis and results	69
5.4 Scattering Experiments of far Detuning optical lattices.....	73
5.5 Summary	78
Chapter 6 Summary and Outlook.....	79
Reference	81
Research achievements	95
Acknowledgement	96
Personal profiles	98
Letter of commitment.....	98
Authorization statement	100

1 绪论

1.1 超冷原子气体

从周围世界的日常经历来讲，BEC 作为物质存在的第五种状态似乎离我们很遥远。在直观认知中，我们深切地感受到经典力学已经为大家提供了对宏观物体很好的描述。当面对一些微观问题的时候，才发现，量子力学真正揭示了物质（粒子）波动的本真。就拿室温下的气体举例来说，气体粒子的波包尺度要比粒子间的距离小很多，在这种情况下这些原子或者分子就可以被看作是相互碰撞的硬台球，并且气体的运动行为只通过经典的统计方法就能很好地处理。

以玻色子（粒子或者构成粒子的总自旋之和为整数）举例来说，如果这些粒子之间的间距减小再或者是它们的波包展开到某一程度，以至于它们开始相互重叠。在这个时候如果还用经典的统计方法描述粒子的运动规律，是远远不够的，粒子的量子力学行为特性将会显现出来。当几乎所有的粒子大量聚集在系统的最低能级时，粒子的波函数全部重叠在一起，单个粒子是无法被区分出来的，此时就形成了大家所说的 BEC。

根据玻色之前的工作，在 1925 年爱因斯坦预测了这个相变^[1]。然而，直到 70 年后，Wieman 和 Cornell 研究小组才首次在原子气体中发现了这一现象^[2]，随后 Ketterle 研究小组也实现了玻色-爱因斯坦凝聚^[3]。因为达到这个相变需要极低的温度，在这个过程中为了避免原子蒸气凝结形成固体，原子蒸气必须保持极低的密度（比空气的密度低几百万倍）。另外还有很多难题阻碍了实验进展，所以在 BEC 这个现象被理论预言后，经过了很长的时间在实验上才成功得制备出了这种物态。

让粒子之间的距离尺度到达量子力学开始发挥基本作用的尺度区域是操纵和理解相互作用粒子量子力学行为的主要挑战。这个尺度对应于所谓的德布罗意波长 $\lambda = h/p$ ，其中 λ 是与动量为 p 的粒子相关联的波长， h 是普朗克常数。如果系统的平均粒子间距是德布罗意波长量级，粒子的波动性质就会变得相关。在室温环境下，粒子间的距离和粒子的德布罗意波长尺度相比的话，非常巨大。因此，室温下，在如此小的尺度上观察和控制物质异常困难，这就要求原子以毫米每秒的速度移动，作为对照，室温下原子的运动速度可达到每秒几百米。

原子气体从室温冷却到量子简并这一实验过程，大多是利用激光冷却和蒸发冷却实现的。中性原子的激光冷却和俘获技术是实现原子气体量子简并的必要技术手段

段, 相关研究获得了 1997 年的诺贝尔物理学奖, 在此之后 2001 年的诺贝尔物理学奖再次由首次实现 BEC 的科学家获得。这些奖项足以说明超冷原子气体的研究具有重要的科学意义。实验人员对 BEC 的探究不仅仅是为了验证爱因斯坦的预言, 后续理论和实验研究发现, 玻色-爱因斯坦凝聚这一相变过程, 在很多复杂多体系统中也会出现。我们可以用它来解释超导体中库珀对的行为^[4], ^4He ^[5]和 ^3He ^[3,6,7]中的超流特性, 在稀薄费米气体中厄米电子对的凝聚^[8]和反铁磁体和铁磁体材料中的磁振子凝聚^[9,10]以及微腔极化激元的凝聚^[11,12]等现象。同时 BEC 可以作为一个理想的平台对多种量子体系进行模拟, 在量子模拟模型中, 实验人员几乎可以对所有的系统参数进行精确地操控。由于原子间的相互作用往往很弱, 降低了理论处理的难度。

1.2 双组分 BECs 的实验研究

目前基于超冷原子气体已经开展了很多的实验工作, 比如 BEC-BCS 交叉区域的研究, 自旋轨道耦合^[13-15]、光学晶格中的 Mott 绝缘态^[16-18]以及超冷化学^[19,20]等的实验探索。毫无疑问双组分超冷原子气体将极大扩展相关的研究领域, 使其能够研究单组分量子气体无法触及的更复杂的物理现象, 例如产生具有长程偶极-偶极相互作用的异核分子^[21-23], 在量子临界附近产生极化子^[24-26], 还可以观察玻色和费米超流体混合物的集体动力学过程^[27]。迄今为止, 已有多种双组分玻色-玻色混合气体在实验中被冷却到了 BECs, 包括 ^{23}Na - ^{87}Rb ^[28]、 ^{39}K - ^{87}Rb ^[29]、 ^{39}K - ^{23}Na ^[30]、 ^{41}K - ^{87}Rb ^[31,32]、 ^{88}Sr - ^{87}Rb 、 ^{84}Sr - ^{87}Rb ^[33]、 Er-Dy ^[34]、和 ^{133}Cs - ^{87}Rb ^[35,36]。由于双组分 BECs 有更为宽广的研究领域, 实验小组从 2019 年开始在原有的实验装置上开展 ^{39}K - ^{87}Rb 双组分 BEC 的实验研究。

K 原子是碱金属原子中相对较为特殊的原子种类, 它的同位素同时包括玻色子和费米子 (自然界的两种基本粒子)。经过佛罗伦萨 LENS 研究小组和其他一些实验小组多年关于钾同位素的碰撞特性及 BEC 实验研究之后^[37-50], 于 2007 年实现了 ^{39}K 的玻色-爱因斯坦凝聚^[51]。 ^{40}K 作为 ^{39}K 的同位素, 属于费米子, 需要玻色子来协同冷却, 在 1999 年由 JILA 实验小组冷却到了量子简并状态^[6], 另一个同位素 ^{41}K 也在 2001 年由 LENS 小组首次实现了 BEC^[52]。

这样一来在实验上大家就可以用几乎相同质量的原子来研究超冷玻色-玻色和超冷玻色-费米混合气体的特性和相互作用^[53]。 ^{39}K 的背景散射长度为负值 (原

子间为相互吸引作用), 有一部分实验可以基于这种特性进行研究^[54-58], 但是对我们的实验研究而言这种相互作用带来了不利的影响, 在实现玻色-爱因斯坦凝聚态的道路上是一个很大的阻碍。在磁场强度相对较低的情况下, ^{39}K 存在几个较宽的 Feshbach 共振点, 这样以来给研究人员在很大范围内精细调节 S 波散射长度提供了有力手段, 实验上可以轻松地将 ^{39}K 原子间的相互作用从相互吸引作用调谐到排斥作用, 除此之外, ^{87}Rb 原子作为一种媒介来协同冷却 ^{39}K 和 ^{40}K 取得了很好的冷却效果^[49,52]。在文献^[50]中预测和观测了 ^{39}K 中存在多个 Feshbach 散射共振点, 同时也研究了这些共振点的性质。实验人员对 ^{39}K 和 ^{87}Rb , ^{41}K 和 ^{87}Rb 异核 Feshbach 共振也进行了一定的研究^[48,51,59,60]。

另外从其他方面考虑, 对 ^{39}K BEC 的研究也存在一定的优势。首先它的能级结构已经非常清楚, 其次它的自然丰度很高, 达到了 93.26%。此外与它相关波长的商业激光器系统已经发展极为成熟。上述的种种条件使得实现 ^{39}K 玻色-爱因斯坦凝聚成为可能。目前除了意大利的实验小组, 英国 (Cavendish Lab)^[61], 法国 (IOGS)^[62], 西班牙 (ICFO)^[63]和丹麦 (IFA)^[29]实验小组也都实现了 ^{39}K 的 BEC。

1.3 超冷原子气体中的量子模拟

量子力学定律适用于微观世界的物理过程。对这些定律的理解开启了所谓的第一次量子革命, 激光和半导体晶体管等突破性的发明, 用以前我们难以想象的方式塑造了现代社会。正是人类天生的好奇心, 推动了人类探测和理解微观世界物质的特殊性质和运动规律。研究人员尝试用经典计算机模拟量子体系的规律, 就目前的技术水平而言, 仅可以模拟包含少量微观粒子的体系。在这一过程中必须把许多自由度考虑在内, 因此, 模拟大量粒子的量子力学行为需要依托一个巨大的计算机内存, 同时还需要付出大量的时间。虽然经典计算机的计算性能越来越强大^[64], 但在大多数情况下, 模拟多体相互作用的凝聚态系统仍是不够的。比如说液氦^[65], 中子星^[66]等问题。理查德·费曼 (Richard Feynman) 最先提出了量子模拟的想法, 他提议, 为了模拟量子多体系统物理, 应该使用可以模仿它的量子机器^[67], 需要构建一个和量子系统相似的量子模拟器。此后, 许多实验平台被用于量子系统的物理模拟, 如捕获离子、光子电路、超导人工原子和超冷量子气体^[68]。

近几年来, 实验人员基于超冷量子气体做了很多量子模拟, 取得了突出性的进展。下面从几个例子出发, 对超冷原子气体在模拟量子物理方面做一个简单介绍。

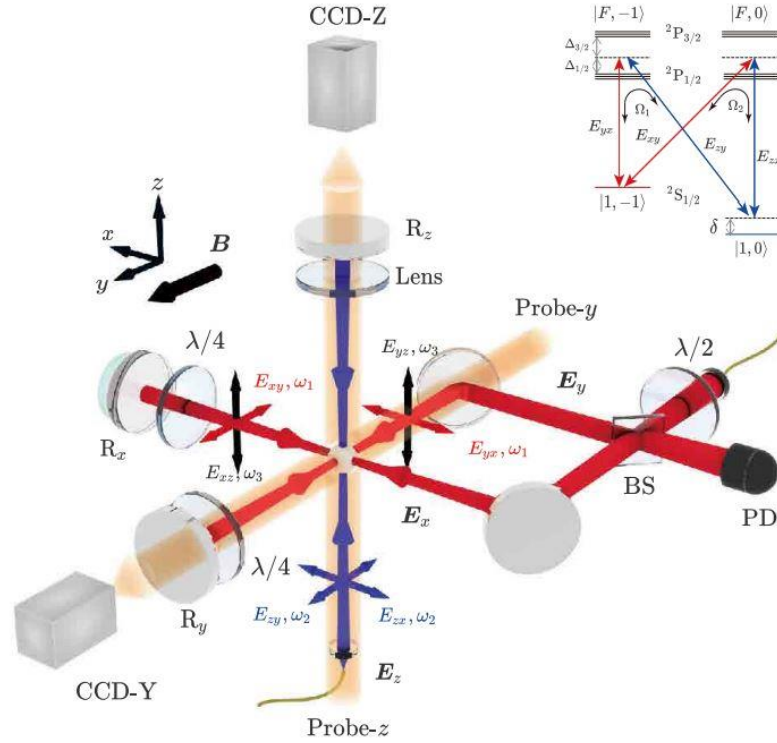


图 1.1 三维自旋轨道耦合

图片来源：图片来自文献^[73]。

随着近年来的发展，利用超冷原子在模拟拓扑量子材料方面取得了一些进展，自旋轨道耦合（Spin-Orbit coupling, SOC）研究作为这方面的典型代表。在原子内部，电子总是以原子核为中心做圆周运动，运动的电子受到了原子核产生的静电场作用，进而把电子的自旋和绕核运动的轨道联系在了一起。Spielman 实验小组在 2011 年实现了 ^{87}Rb 的一维 SOC^[69]。2012 年，山西大学实验小组实现了 ^{40}K 费米气体的一维 SOC^[14]。2016 年 SOC 的实验研究得到了极大发展，这一年很多实验小组在不同的原子气体中实现了二维的 SOC：山西大学实验小组于 2016 年再次利用 ^{40}K 实现了二维的 SOC^[70]，同年 Martin Zwiernlein 小组在 ^6Li 气体中也实现了二维 SOC^[71]，而陈帅老师研究团队在 ^{87}Rb 玻色气体中，实现了二维 SOC^[72]。2021 年刘雄军老师合作团队利用超冷 ^{87}Rb 原子体系 $|1, -1\rangle$ 和 $|1, 0\rangle$ 两个自旋态，在实验上通过三维的拉曼光晶格实现的三维 SOC^[73]，实验过程中采用的三束对射激光 E_i ，它们都具有两个正交偏振分量 E_{ij} ，其中 E_{xy} 和 E_{yx} 频率为 ω_1 ， E_{xz} 和 E_{yz} 频率为 ω_2 ， E_{zy} 和 E_{zx} 频率为 ω_3 。图中的 $\lambda/4$ 波片可以让不同正交偏振分量之间产生 π 的相位差，如图 1.1 所

示。3D SOC 的实现为研究拓扑物理（比如外尔物理）提供了新的可能性。

近几年，量子液滴现象吸引了理论和实验研究人员的广泛兴趣。量子液滴具有许多新奇的特性。例如，量子液滴像常见液体一样具有自束缚的性质，在没有额外束缚势阱的情况下还可以维持自身的形状，这一性质在原子干涉仪中体现出了重要优势^[74]；量子液滴具有特殊的激发谱，可通过自身蒸发达到更低的温度^[75]；相比于低温液氦这样的超流液体，量子液滴的原子数密度极低，原子间相互作用仍然是弱相互作用，有利于多体物理的研究。

量子液滴的自束缚性是通过原子系统中排斥力和吸引力的平衡达到的，在原子系统中由相互作用的平均场提供相互吸引力，而 LHY 赝势提供了相互排斥力^[63,75]。吸引力可以使原子相互聚集在一起，而排斥力又会防止原子之间发生塌缩。

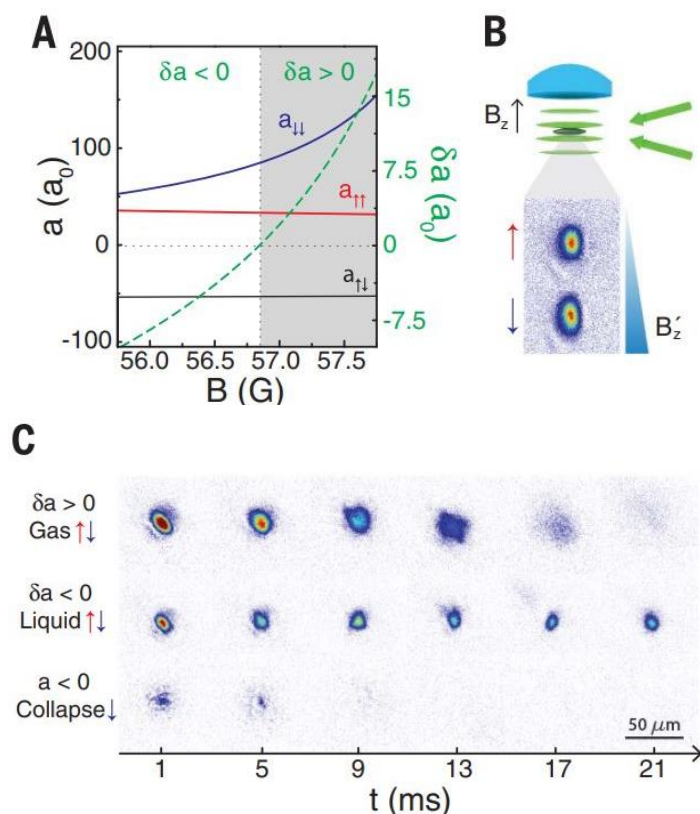


图 1.2 西班牙小组利用 ^{39}K 两个不同自旋态形成了量子液滴

图片来源：图片来自文献^[63]。

2016 年，首次由德国的实验小组利用 ^{164}Dy 原子实现了量子液滴^[76]。随后他们对量子液滴的性质进行了研究，得出了量子液滴具有自束缚特性。2018 年，西班牙的实验小组利用 $^{39}\text{K}|1, -1\rangle$ 和 $|1, 0\rangle$ 两个不同的自旋态实现了量子液滴^[63]，如图 1.2。用 $|\uparrow\rangle$ 代表 $|1, -1\rangle$ 态，用 $|\downarrow\rangle$ 代表 $|1, 0\rangle$ 态，相同自旋态之间和不同自旋态之间的散射

长度分别为 $a_{\uparrow\uparrow}$, $a_{\downarrow\downarrow}$, $a_{\uparrow\downarrow}$, 相互作用的平均场和 $\delta_a = a_{\uparrow\downarrow} + \sqrt{a_{\uparrow\uparrow} + a_{\downarrow\downarrow}}$ 成比例。将原子装载到一个由蓝失谐光束构成的一维光晶格平面内, 光晶格的俘获频率为 635 Hz。这种情况下, 光晶格产生的偶极力可以抵消重力对原子团的影响, 同时仍然可以让原子系统保持在三维尺度。在竖直方向上由一束红失谐的激光给原子提供径向方向的束缚。通过调节外部磁场, 来改变原子不同自旋态之间的相互作用, 当磁场缓慢的进入到 $\delta_a < 0$ 的区域时, 撤掉对原子径向的束缚, 让原子在蓝失谐的晶格中自由演化, 利用原位成像技术对原子团的尺寸进行测量。发现在一定时间内, 原子团的尺寸大小不发生变化, 标志着量子液滴的形成。

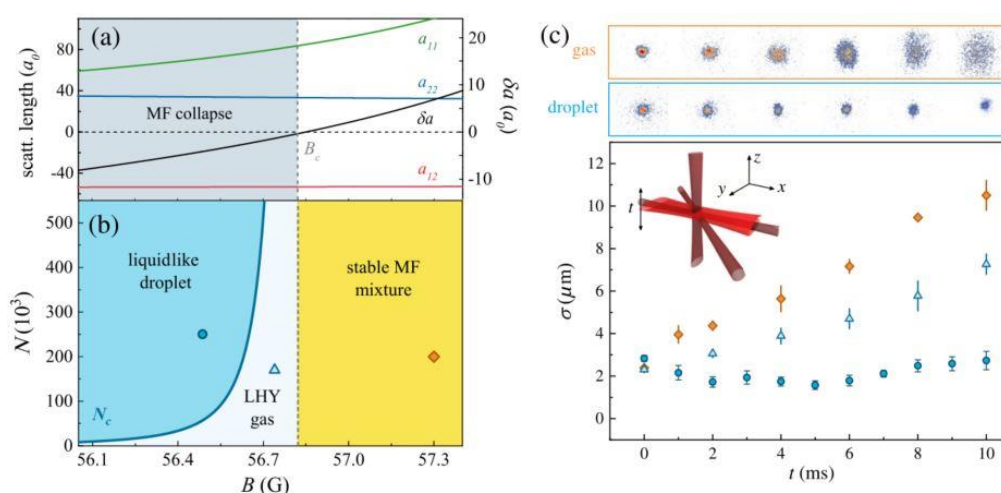


图 1.3 意大利小组利用 ^{39}K 两个不同自旋态形成了量子液滴

图片来源: 图片来自文献^[77]。

同年, 意大利的实验小组同样利用 $^{39}\text{K}|1, -1\rangle$ 和 $|1, 0\rangle$ 自旋态制备出了量子液滴^[77], 如图 1.3 所示。该小组在三束红失谐激光构成的交叉偶极阱中制备出了处于 $|1, -1\rangle$ 的 ^{39}K BEC, 将磁场通过 20 ms 线性调节到实验测量值, 通过射频得到 $|1, -1\rangle$ 和 $|1, 0\rangle$ 各占 50% 的自旋态分量。为了在实验上观测原子的演化过程, 在水平的椭圆红失谐光束上加载了 4 KHz 的调制频率, 调制沿竖直方向, 用来需要抵消重力影响。完成转态后, 关闭其他两束未加调制光束, 让原子在抵消重力的情况下自由演化, 当磁场进入到 $\delta_a < 0$ 的区域内, 原子团的尺寸不随时间演化增加, 代表量子液滴的形成。另外他们的工作中指出形成量子液滴需要原子数达到一定临界值。与西班牙小组的实验方案相比, 他们制备出的同核玻色量子液滴更接近三维尺度。

之前量子液滴实验一直限于同核原子之间, 2019 年意大利的实验小组在 ^{41}K 和 ^{87}Rb 之间产生了异核玻色子的量子液滴^[78]。相比于之间的工作, 他们实现的量子液滴有较长的寿命。

^{39}K 原子和 ^{87}Rb 原子之间有丰富的 Feshbach 共振点，为调节 ^{39}K 和 ^{87}Rb 原子异核和 ^{39}K 原子同核之间的相互作用提供了便利手段。我们实验小组开展 ^{39}K 和 ^{87}Rb BECs 的研究，为 ^{87}Rb 和 ^{39}K 异核量子液滴实验研究提供了可能性。

当温度很低的原子样品被装载到周期性的光学势场中，可以开展很多有趣的实验研究。将三对两两对射的激光束正交叠加，如图 1.4 (a) 所示。可以实现立方结构的三维光学晶格^[79]。光学晶格的引入巧妙地将原子与固体物理相关的研究领域联系在了一起。此外，光学晶格与材料晶体中的晶格相比有很多特有的优势，它可以看作是一种完美晶格，没有材料晶格中例如错位、空穴和声子等缺陷。如果将光晶格与外部调谐的磁场相结合的话，可以产生较长寿命的玻色同核分子^[80]，或者是异核冷分子^[81]。在以后的实验过程中，我们可以将双组分的 BECs 同时装载到光晶格中，研究不同质量超流体之间的相互作用。

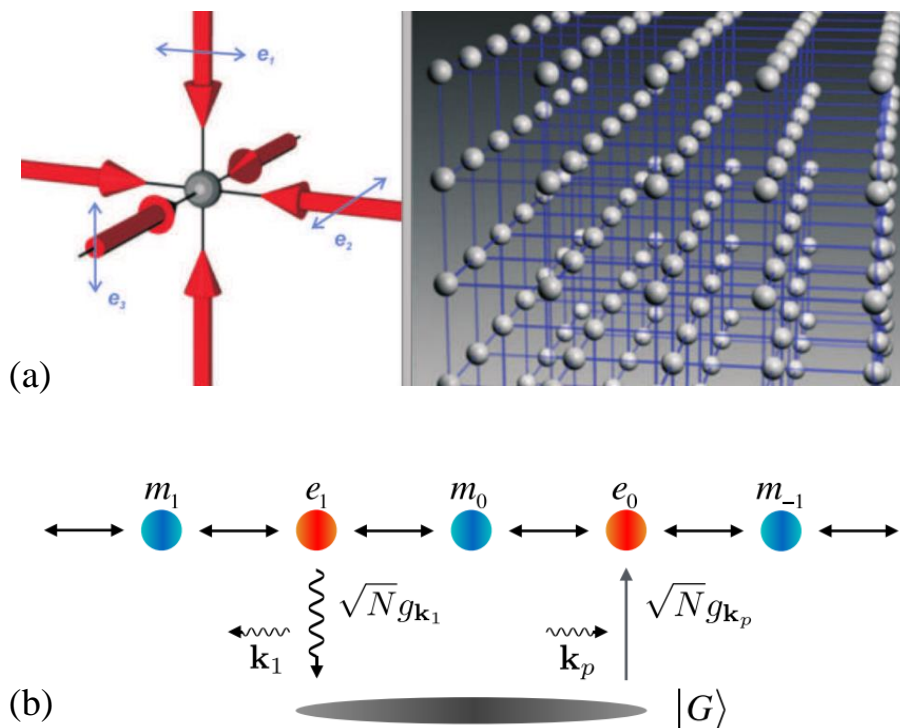


图 1.4 实空间的三维光晶格与一维动量空间光晶格

图片来源：图片来自文献^[17]。

2015 年王大伟教授提出了超辐射光晶格^[16]的概念，相比于传统的光晶格而言，这是一种动量上的晶格。山西大学张靖老师实验小组于 2018 年利用 ^{87}Rb 原子的 BEC 在实验上实现了一维超辐射光晶格^[17]，图 1.4 (b) 为实验上超辐射光晶格的结构图。2019 年，王大伟课题组利用室温下的 Cs 原子构建了超辐射光晶格，并开展了有关拓扑物理的相关模拟^[82]。

1.4 论文结构

本文第一章作为绪论对超冷原子的起源以及发展过程进行了介绍，此外，对超冷原子在量子模拟方面的应用做了介绍。同时阐述了 ^{39}K BEC 的发展过程和选择 ^{39}K 原子的实验动机。

第二章对实验过程中用到的相关技术进行阐述。

第三章内容对系统的优化做了详细的说明。在这一章节详细描述了制备双组分 BECs 的实验过程。

第四章对超辐射和亚辐射现象做了说明，介绍了一维超辐射光晶格的理论模型和构造过程，实验上利用时间关联计数技术研究了原子激发在一维超辐射光晶格中的动力学过程。

第五章通过添加额外的耦合通道在超辐射光晶格的基础上形成了锯齿状的超辐射光晶格，研究了晶格中的等效磁通量对超辐射散射谱的影响。另外还研究了光晶格对原子相位调制和密度调制的不同区别。

最后第六章作为总结，对整体论文内容做了概述。

2 超冷原子气体的实验技术及其原理

在 2019 年之前,我们所有的实验工作都是基于单组分的 ^{87}Rb BEC 开展的, ^{87}Rb BEC 的制备过程已经非常成熟。为了拓展实验研究范围,尤其是向超冷原子气体中引入原子间相互作用,我们提出了制备双组分 BECs 的实验方案。在本章内容中,对双组分超冷原子气体实验过程中涉及到的实验技术和一些基本概念做详细的阐述。

2.1 ^{39}K 和 ^{87}Rb 的激光冷却

激光用于冷却和捕获原子有着辉煌的发展历史^[83-85],现如今激光冷却技术和磁光阱技术几乎是每一个超冷原子实验研究的起点。在激光冷却过程中,通常考虑的是理想二能级系统。但是在实际的实验研究过程中,粒子往往具有很复杂的能级结构。碱金属原子因为其最外层只有一个电子,使得它们这一族的原子能级结构比较简单,成为大家研究的首选实验对象。

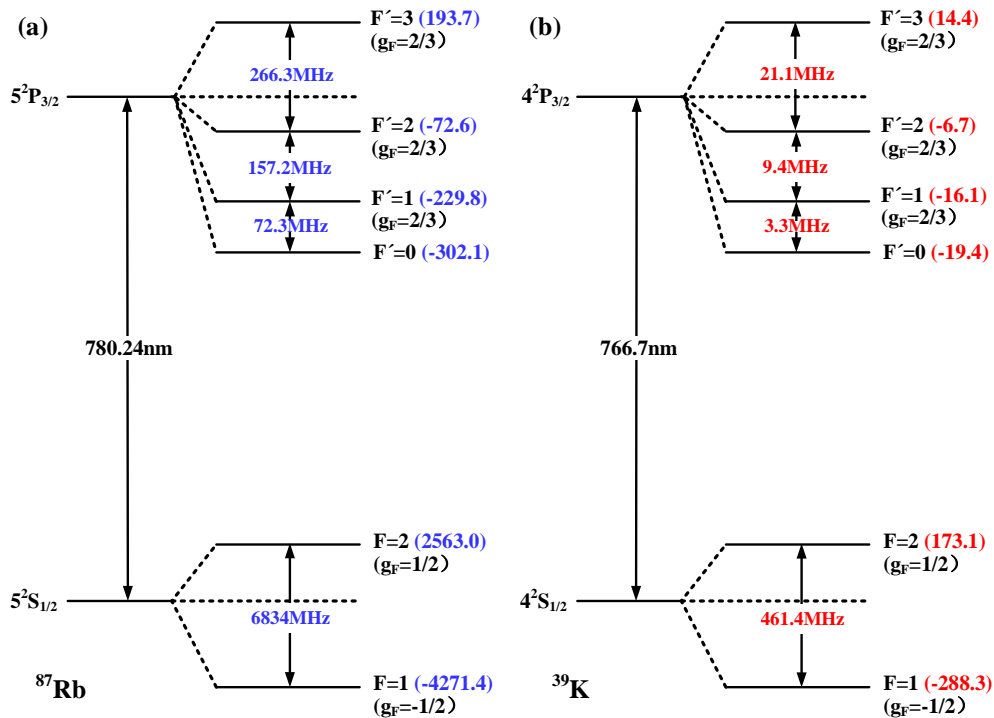


图 2.1 原子能级结构

注: 图 (a) 和图 (b) 分别表示 ^{87}Rb 和 ^{39}K 的 D₁ 线的超精细能级结构, g_F 为朗德 g 因子。

图 2.1 给出了 ³⁹K 和 ⁸⁷Rb D₂ 线的超精细能级结构，对于 D₂ 线而言两种原子的自然线宽相差很小，几乎都是 $\Gamma = 2\pi \times 6 \text{ MHz}$ ，相应两种原子激发态的寿命大约为 26 ns。在激光冷却过程中，根据跃迁定律，只有满足 $\Delta F = 0, \pm 1$ 时，原子才能发生跃迁。以 ⁸⁷Rb 原子举例，当选择冷却光 (Cooling Beam) 来耦合 $|F = 2\rangle$ 到 $|F' = 3\rangle$ 能级时，原子由基态跃迁到激发态后，通过自发辐射只能回到基态 $|F = 2\rangle$ 上。但是，由于冷却光对其它能级的非共振激发，会使一部分原子在冷却过程中落到基态 $|F = 1\rangle$ 上，在实验过程中要避免这一现象。原子一旦落到 $|F = 1\rangle$ 态，将无法进入到冷却循环当中，因此不能保证很高的冷却效率。所以在 $|F = 1\rangle$ 到 $|F' = 2\rangle$ 能级之间需要加一束再泵浦光 (Repump beam) 将逃出冷却循环的原子送回到循环过程中去，原子的冷却效率在再泵浦光的帮助下极大提高。在理论上，也可以选择 $|F = 2\rangle$ 到 $|F' = 2\rangle$ 之间的跃迁频率为冷却光的频率。在这种情况下，经过多次吸收光子和自发辐射之后，会有较大一部分原子在冷却过程中布居在了 $|F = 1\rangle$ 态上面，导致冷却过程无法顺利进行，在这种情况下对再泵浦光的功率要求比较高，需要有几乎和冷却光相同的功率，将原子重新送回到冷却循环当中。

通过图 2.1 中 (a) 和 (b) 对比，可以看出 ³⁹K 原子的激发态能级劈裂很小，这种能级结构对 ³⁹K 原子的冷却过程产生了很大的阻碍。在冷却过程中因为能级分裂较小，各个能级之间很难区分，再加上一些非弹性碰撞过程，会使很大一部分原子聚集在 $|F = 1\rangle$ 态上，使冷却过程停止。为了使冷却过程顺利进行，再泵浦光和冷却光需要几乎相同的光强。就 ³⁹K 而言，在冷却过程中，再泵浦光的作用和冷却光的作用几乎相同，此时我们不能通过它们的功能来进行分别，只是根据之前的经验习惯性地给出了它们相应的名称。除此之外，紧密的能级结构导致 ³⁹K 的亚多普勒冷却过程无法有效地进行。对于 ³⁹K 激光频率的选择和亚多普勒冷却过程，将会在第三章给出详细说明。

2.2 磁光阱

在光子与原子相互作用过程中，一直遵守动量守恒规律。光子携带的动量为 $p = \hbar k$ (k 为波矢量)，在原子吸收和发射光子过程中，光子把它的动量传递给了原子。原子动量的变化情况取决于吸收和发射光子循环的数量和光子相对于原子的运动方向。在实验过程中，原子吸收光子的方向就是冷却光的传播方向，而原子发射光子则是一个随机过程，在空间各个方向上是均匀的 (不考虑单个原子的电偶极

辐射模式), 对原子的多个冷却循环过程进行平均后, 原子将获得吸收光子的净余动量, 实验上就可以在特定的方向上对原子减速, 也就是原子冷却过程^[86]。虽然激光可以冷却原子, 但是要想俘获原子需要在空间上形成一个俘获势阱。磁光阱^[87] (Magneto-optical trap, MOT) 在这里发挥了重要的作用。在实验上通常采用的磁光阱是由两部分构成的: 首先是磁场部分, 一般由一对反亥姆霍兹线圈提供, 在磁场中心磁场强度为 0。光场部分是由三对两两相对传播的圆偏振构成, 这六束光具有相同的频率^[88-94]。

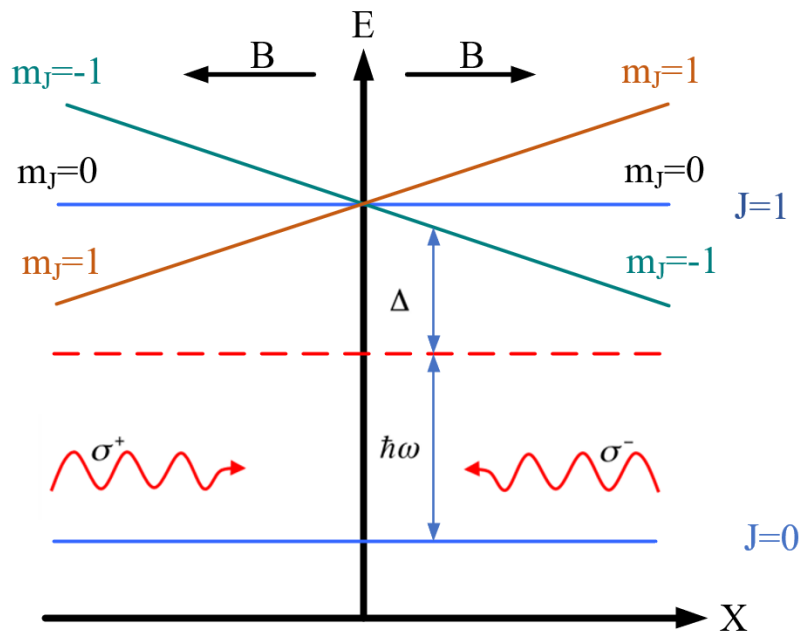


图 2.2 一维磁光阱 (MOT) 物理机制示意图

注: 由磁场梯度和圆偏振光的配合使用, 增加了光与原子相互作用时对空间位置的依赖性。

如图 2.2 所示是一维磁光阱原理图。考虑理想情形, 假如原子是一个二能级系统, 基态角动量 $J=0$, 激发态角动量 $J=1$ 。由于四极磁场的存在, 在空间上将产生非均匀的磁场, 同时磁场强度关于磁场零点对称, $J=1$ 的能级将会在这样的磁场分布下分裂出三个不同的塞曼子能级, 而磁场中心处磁场为 0, 能级处于简并状态。在俘获原子过程中, 设定两束对射光的频率相对于原子跃迁频率为红失谐 Δ , 在 X 轴的负方向一侧, 原子更容易吸收 σ^+ 光子跃迁到 $|1,1\rangle$ 子能级上, 在 X 轴正向则吸收 σ^- 光子跃迁到 $|1,-1\rangle$ 。通过多次冷却循环就可以在一维方向上对原子进行冷却和俘获。在磁光阱中原子气体的冷却过程有一个极限标志, 成为多普勒冷却极限^[95]。

此时原子云的温度为 $T_{dop} = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B}$ ，其中 Γ 为 D_2 线的自然线宽， k_B 是玻尔兹曼常数。

图 2.3 是实验过程中磁光阱示意图，MOT 中不同速度和位置的原子感受到的激光失谐可以由下边的公式给出：

$$\delta_{MOT}^{\pm} = \delta \mp k \cdot v \pm (g_e m_e - g_g m_g) \frac{\mu_B B'}{\hbar} x \equiv \delta \mp k \cdot v \pm \alpha x \quad (2.1)$$

其中公式中的第一项是激光相对于原子能级共振频率的失谐，第二项是由于原子运动产生的多普勒频移，第三项是与位置有关的塞曼频移， B' 为磁场梯度，下标中 e 和 g 分别对应于跃迁过程中的上能级和下能级。

由公式 (2.1) 可见，原子受到总的散射力不仅与速度相关，而且与原子所处的位置也存在一定的关系，进一步分析表明原子受到总的散射力为^[87]：

$$F_{scat}(x, v) = \frac{4\hbar k \left(\frac{I}{I_s} \right) \left(\frac{2\delta}{\Gamma} \right)}{\left[1 + \left(\frac{I}{I_s} \right) + \left(\frac{2\delta}{\Gamma} \right)^2 \right]^2} (kv + \alpha x) \equiv -\beta v - \kappa x \quad (2.2)$$

其中 I 代表激光光强， I_s 代表饱和激光光强。 $\kappa = \alpha\beta/k$ 。公式中的第一项，是与速度相关的阻尼项，散射力与速度方向相反，从而使速度逐渐减小；第二项代表的是回复力，散射力与原子偏离平衡点的位移方向相反，从而使原子回到平衡点。

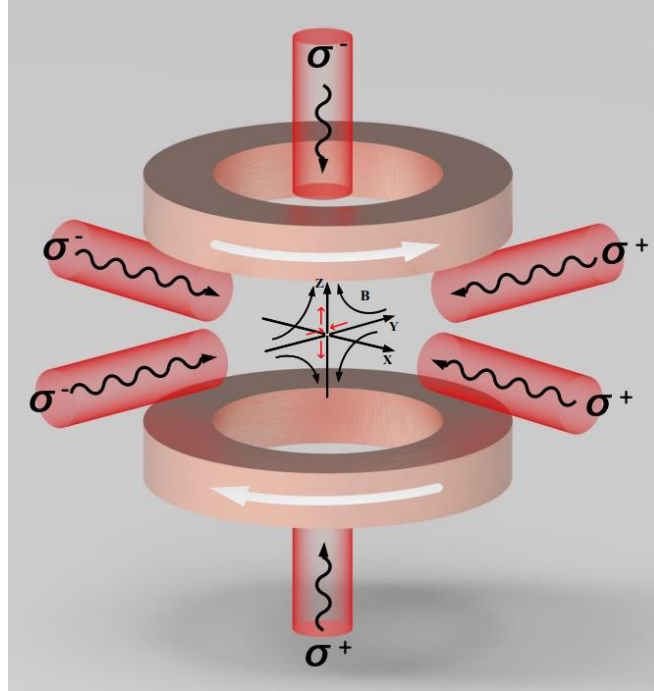


图 2.3 三维磁光阱结构示意图

2.3 暗磁光阱

暗磁光阱 (Dark MOT) 技术最早可以追溯到 1993 年^[96], 其中最核心的内容是把已经减速后的原子制备到了“暗态”上去, 处于“暗态”的原子将不再吸收和辐射光子, 原子更容易被俘获到磁光阱当中。实验上暗磁光阱主要有两个优势: 第一, 提高了原子云的相空间密度^[96-99]; 第二, 降低了不同种原子之间在磁光阱内的光诱导碰撞损耗^[100-102]。我们实验过程中采用暗磁光阱技术主要是为了减少 ^{39}K 原子和 ^{87}Rb 原子之间光诱导原子碰撞损耗^[103]。在装载过程中 ^{39}K 原子数相对较少, 这样的损耗对 K 原子更为不利。我们在实验上通过 CCD 监视 ^{39}K 原子自发辐射荧光亮度的变化, 观察了这种损耗对 K 原子的影响。图 2.4 为实验观测结果。在文献^[103]中, 做了更为详细的研究, 相关结论见图 2.5。

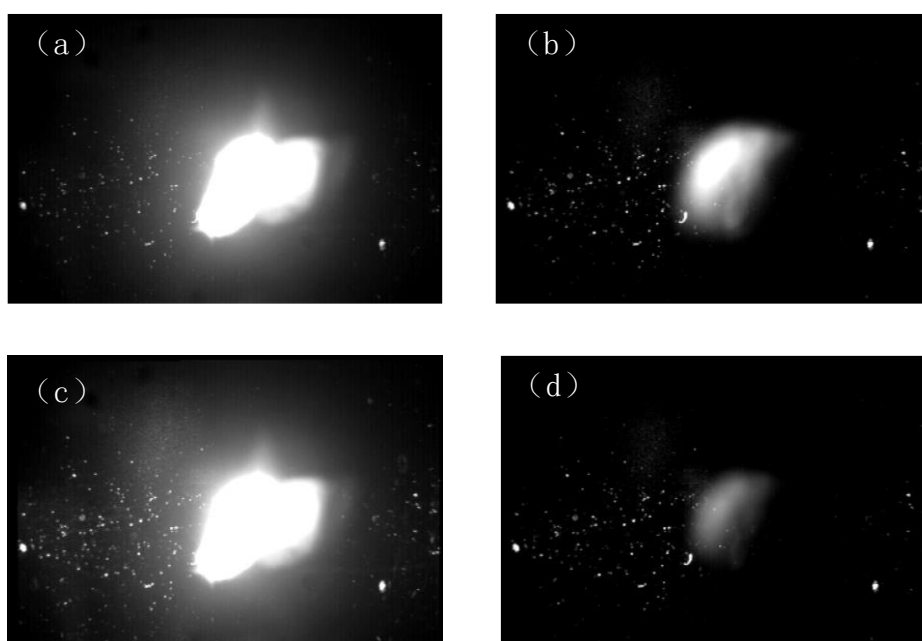


图 2.4 磁光阱中原子自发辐射荧光图像

注: 图 (a) 是 ^{87}Rb 原子单独在亮磁光阱中装载 30 s 后, 用 CCD 搜集到的自发辐射的荧光; 图 (b) 是 ^{39}K 原子单独在磁光阱中同样装载 30 s 后, 用 CCD 搜集到的荧光; 图 (c) 是 ^{87}Rb 和 ^{39}K 同时装载 30 s, 搜集到的荧光图像; 图 (d) 是在图 (c) 的基础上突然挡掉 ^{87}Rb 的冷却光, MOT 中只剩 ^{39}K 原子 CCD 显示的荧光图像。通过对比说明发生了光诱导碰撞损耗, 其次从荧光的强弱上大致判断出, 这种损耗机制对 ^{39}K 原数目影响较为严重。

为了避免这个问题在磁光阱装载过程中对 ^{87}Rb 原子采用了暗磁光阱技术。在装载原子过程中将 3D MOT 中 ^{87}Rb 的 Repump 光暂时用机械开关挡掉，通过一束额外的 Dark Repump 光（外径 25 mm，内径 10 mm 的光环，同时中心由直径 10 mm 的 Depump 光填充中心）来俘获原子。Depump 光频率满足 $|F = 2\rangle$ 到 $|F' = 2\rangle$ 的能级跃迁，这样一来经过冷却循环之后， ^{87}Rb 原子就被制备到了 $|F = 1\rangle$ 态上面，也就是所说的暗态， ^{87}Rb 原子经过充分冷却并且被制备到暗态的原子将在磁光阱的中心暗斑区域聚集。 ^{39}K 原子是由亮磁光阱来冷却和俘获的。这样 ^{39}K 原子与 ^{87}Rb 原子在空间上的重叠被显著减小，避免了 ^{87}Rb 与 ^{39}K 原子之间光诱导的碰撞损耗，极大保护了 ^{39}K 原子的数目，为后续的冷却过程提供了良好的起点。

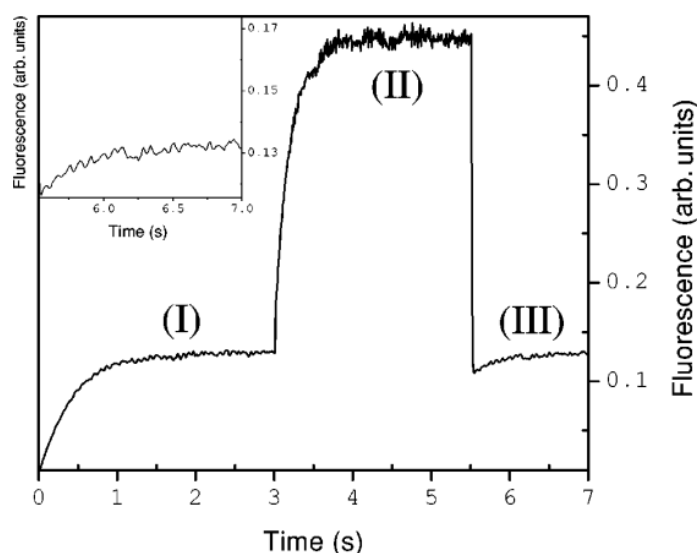


图 2.5 原子间光诱导碰撞损耗

注：(I) 表示单独装载 K 原子的过程，并且让其达到饱和状态；(II) 在 K 原子装载到饱和的情况下，装载 Rb 原子并达到饱和状态；(III) 突然挡掉 Rb 原子的俘获光。从图中可以看出在 Rb 原子消失的一瞬间，K 原子荧光电压比装载饱和时候要低。表明 K 原子发生了一定损耗。

图片来源：图片源于^[103]。

2.4 灰色黏团冷却

灰色黏团冷却（Gray molasses）最早是由 Grynberg 和 Courtois^[104]还有 Weidemüller^[105]等人提出来的。近几年，在碱金属的冷却过程中，得到了广泛的应用。法国的实验小组于 2013 年在光学黏团过程中采用了 D₁ 线的 Gray molasses 获得了温度为 6 μK 的 ^{39}K 原子^[106]，为实验过程中只使用激光光场实现 ^{39}K 的 BEC 提供

了可能^[62]。我们小组 Na-K 实验平台在 2018 年首次在 Na 原子中利用 D₂ 线的 Gray molasses 对原子进行了亚多普勒冷却^[107]。目前利用 D₁ 线的 Gray molasses 冷却技术的碱金属有 ⁶Li^[108], ⁷Li^[109], ²³Na^[110], ³⁹K^[106], ⁴⁰K^[108,111], ⁴¹K^[112]。采用 D₂ 线 Gray molasses 的碱金属有 ²³Na^[107], ⁴⁰K^[113], ⁸⁷Rb^[114], ¹³³Cs^[115]。

Gray molasses 结合了西西弗斯冷却 (Sisyphus cooling) 和速度选择相干布居俘获原理, 所以在这样的冷却机制过程中同样存在暗态。当原子处于暗态时, 它的能量不随位置变化, 但它可以通过运动耦合再次激发到亮态中去。而亮态的能量是随位置变化的, 处于亮态时的能量受激光光强、偏振以及失谐的影响。在灰色黏团冷却实验方案中, 激光频率相对于原子的跃迁能级一般选择蓝失谐, 所以产生的光位移也是正的。在运动耦合作用下, 暗态的原子最有可能在亮态势能的底部转移到亮态, 原子随后会以消耗自身动能为代价运动到亮态势能的最高点。当原子接近亮态势能的峰值时, 它将再次被光抽运回到暗态。历经多次冷却循环使原子系综的温度降低到亚多普勒区间, 如图 2.6 所示。

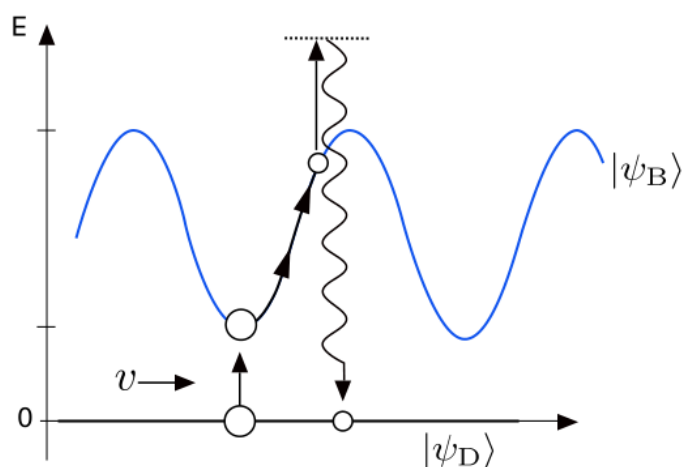


图 2.6 灰色黏团冷却方案

注: 在暗态 $|\psi_D\rangle$ 的原子由亮态 $|\psi_B\rangle$ 的底部通过运动耦合被转移到亮态。原子在势能曲线上爬升时失去动能。经过吸收和自发辐射的循环后, 原子再次回到暗态。

图片来源: 图片取自^[116]。

2.5 光泵浦

在 Molasses 阶段结束以后, 原子布居在 $|F=2\rangle$ 的各个塞曼子能级上边, 处于一些塞曼能级上的原子无法被磁阱俘获。就四极阱来说, 只能俘获处于低场趋近态

的原子,对 ^{87}Rb 原子和 ^{39}K 原子而言 $|F=2, m_F=2\rangle$ 为磁阱可以俘获的低场趋近态,所以在磁阱装载前必须将原子全部制备到 $|F=2, m_F=2\rangle$ 这个塞曼子能级上,这样可以实现磁阱装载原子数的最大化。

在实验上用东西方向的地磁线圈提供了一个均匀磁场,这个偏置磁场不需要很强,确保原子的不同塞曼子能级分裂较小仍可以与泵浦光 (Pump beam) 共振。泵浦光为一束 σ^+ 偏振的光束,可以满足 $\Delta m_F=1$ 能级跃迁,沿偏置磁场方向,作用于 $|F=2\rangle$ 到 $|F'=2\rangle$ 能级之间。在泵浦光的作用下可以让原子从 $|2, m_F\rangle$ 子能级抽运到 $|2, m_F+1\rangle$ 子能级上,同时在泵浦过程中配合 Repump 光的使用,可以将原子更高效的制备到 $|2,2\rangle$ 态。

将原子抽运到 $|2,2\rangle$ 态,不仅最大程度上增加了磁阱中装载原子的数量,而且它极大地降低了随后在阱中原子之间的非弹性碰撞过程,从而减少了原子因为碰撞加热引发的损耗。在之后的协同冷却过程中, ^{39}K 原子的冷却特别依赖 ^{87}Rb 的存在,如果原子间发生的碰撞过程绝大部分都是非弹性碰撞的话,对提高 ^{39}K 的相空间密度非常不利,同时也会阻碍 ^{39}K BEC 的形成。

假设在泵浦过程结束后我们仍有处于其他塞曼子能级的原子,将有可能在势阱中发生超精细自旋交换碰撞 (Hyperfine-changing collisions, HCC),它是一种典型的非弹性碰撞过程。在超精细自旋交换碰撞过程中,需要满足总角动量 $\sum m_F$ 守恒。

超精细自旋交换碰撞分为以下两种情形。

当 ^{87}Rb 原子处于 $|2,1\rangle$ 态,而 ^{39}K 原子位于 $|2,2\rangle$ 态,经过这个非弹性碰撞过程以后, ^{87}Rb 原子向下跃迁到了 $|1,1\rangle$ 态,此时对应 ^{39}K 原子仍位于 $|2,2\rangle$ 态。对于 ^{87}Rb 原子而言,此时的能态为高场趋近态,将会从阱中逃逸, ^{39}K 虽然依旧处于俘获态,但是 ^{87}Rb 的基态能级分裂大概在 6.8 GHz 左右,在这个过程中会放出大量的能量转化为这两种原子的动能,这个能量远大于势阱深度,造成原子快速损耗^[117]。

除此之外,还可能发生 $|2,1\rangle+|2,1\rangle\rightarrow|2,2\rangle+|2,0\rangle$ 这种情况,造成原子进一步的损耗。因为这种损耗不仅可以发生在不同种原子当中,另外,在同种原子之间也会发生这个过程。这样一来,我们就可以说当原子全部处于 $|2,2\rangle$ 态时,不仅使磁阱装载原子数可以最大化,同时减少了不必要的非弹性碰撞,避免了原子的损耗。

2.6 磁阱

实验过程中使用磁阱是为了给原子提供一个不依赖光子吸收的保守势阱,从而

使原子团的温度最终被冷却到反冲极限温度以下。在四极阱的磁场零点处，原子极易发生马约拉纳跃迁^[118]，从原来的低场趋近态变成高场趋近态，从阱中逃逸。我们实验室最开始在 ^{40}K - ^{87}Rb 平台使用的是 QUIC 阱^[119] (Quadrupole-Ioffe Configuration)来解决这个问题，但是发现原子在来回转移的过程中存在一定的加热效应。随着实验技术的不断摸索，现在实验室所有的平台都采用蓝失谐的大功率 532 nm 激光来堵塞磁场零点^[120]这一办法。蓝失谐激光产生的势垒可用公式 2.3 来计算^[121]：

$$U = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_{\text{eff}}^3} \frac{2P}{\pi w^2} \left(\frac{\Gamma_{\text{eff}}}{\omega_{\text{eff}} - \omega} + \frac{\Gamma_{\text{eff}}}{\omega_{\text{eff}} + \omega} \right) \quad (2.3)$$

其中， P 为激光的功率， w 为蓝失谐光束的腰斑， ω 为蓝失谐激光场的频率。 ω_{eff} 和 Γ_{eff} 分别为原子的有效频率和有效自发辐射速率。这种光学堵塞四级阱有效的抑制了原子在磁阱中的损耗情况。

2.7 射频蒸发和微波蒸发

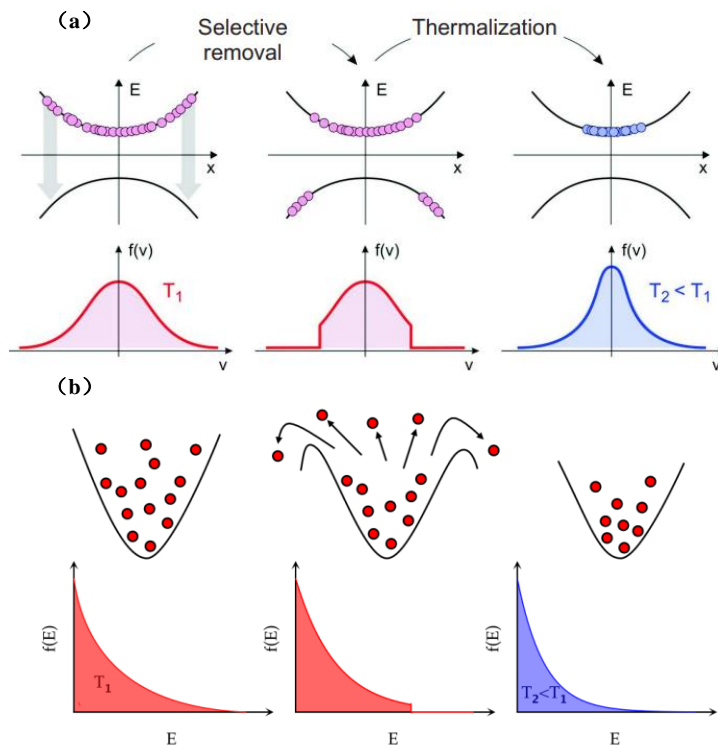


图 2.7 蒸发冷却

注：图 (a) 是射频蒸发过程，图 (b) 是蒸发冷却的原理图。

图片来源：图片 (a) 取自^[122]，图片 (b) 取自^[117]。

在 MOT 中,原子云的相空间密度只能达到 $\rho \sim 10^{-6}$,而 BEC 相变需要 $\rho \sim 2.6$ 。随着科研人员的不断努力和探索,逐渐提出了一种新的提高相空间密度的方法——蒸发冷却^[123]。蒸发冷却技术在 1998 年首次用到了氢原子的冷却实验当中^[124]。蒸发冷却的主要过程是有选择性的去除温度较高的原子,让剩余部分的原子通过弹性碰撞再次达到一个温度降低的热平衡。实验上可以通过不同的方式到达蒸发冷却的目的:第一,保持磁阱束缚不变,通过微波或者射频有选择的将一部分温度较高的原子转移到非俘获态,让它们从阱中逃逸,剩余原子体系经过一段弛豫时间达到热平衡,此时气体温度降低;第二种方式是不断缓慢地降低势阱深度,让动量较大的一部分原子从阱中逃逸出去,同样可以使系统温度降低,比如说在光学偶极力阱中的蒸发过程。两种蒸发冷却过程如图 2.7 所示。在我们的实验过程中,对 ^{87}Rb 原子进行微波蒸发的方式, ^{39}K 原子通过与 ^{87}Rb 原子的弹性碰撞实现协同冷却。

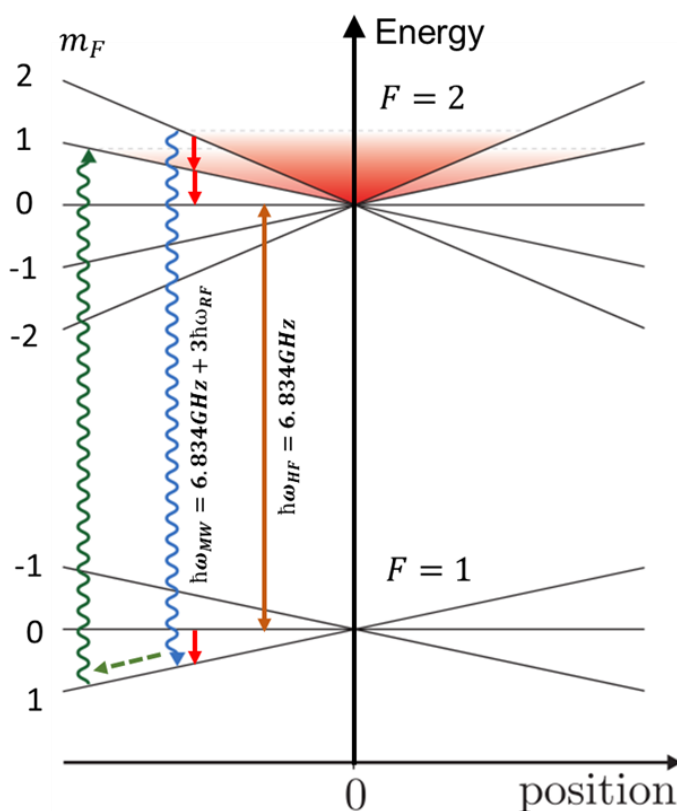


图 2.8 射频和微波蒸发

注:用 ^{87}Rb 原子的能级表示了四极磁阱中的射频和微波蒸发。在微波蒸发时,原子由 $|2,2\rangle$ 态变为 $|1,1\rangle$ 以后,此时原子变为高场趋近态,有向高磁场的地方运动的趋势,当原子到达某一个特定的位置时,正好满足 $|1,1\rangle$ 到 $|2,1\rangle$ 的共振跃迁,就会发生绿线标注的情况。

介绍完蒸发冷却的两种方式之后,本节主要对射频蒸发和微波蒸发做详细说明,

当原子处于四极阱中，动量较大的原子会处于势阱相对较远的位置，塞曼子能级劈裂较大。实验上通常采用合适的射频频率，让原子在不同的塞曼子能级之间跃迁。当外部磁场恒定时，发生 $\Delta m_F = 1$ 的跃迁条件为：

$$\hbar\omega_{RF} = \mu_B g_F B \quad (\text{射频蒸发}) \quad (2.4)$$

对于同时处于 $|2,2\rangle$ 态的 ^{87}Rb 原子和 ^{39}K 原子来说，经过这样的射频蒸发，原子都会被转移到高场趋近态而从阱中逃逸，两种原子的朗德因子 $g_F = 1/2$ ，所以对应于 $\Delta m_F = 1$ 的跃迁频率有如下关系：

$$\frac{\nu_{RF}}{B} = \frac{\mu_B g_F \Delta m_F}{h} = 1.4 \text{ MHz/G} \quad (2.5)$$

在实验过程中想尽最大努力减少 K 原子数目的损耗，但是可以看出在射频蒸发过程中，两种原子几乎经历了相同的过程， ^{39}K 原子和 ^{87}Rb 原子的数目损耗几乎一致。为了解决这个问题，在磁阱蒸发中，我们对 ^{87}Rb 采用了微波蒸发，如图 2.8。通过 ^{87}Rb 原子来协同冷却 ^{39}K 原子，蒸发过程中微波辐射场的频率值为：

$$\hbar\omega_{MW} = \hbar\omega_{HF} + 3\hbar\omega_{RF} \quad (\text{微波蒸发}) \quad (2.6)$$

在微波蒸发过程中， ^{87}Rb 原子从 $|2,2\rangle$ 态转移到 $|1,1\rangle$ 态之后，有一定的机率被再次制备到 $|2,1\rangle$ 态上^[84]，这个过程会对我们的实验过程产生一定的负面影响，它会引起自旋交换碰撞，对原子加热从而使原子损耗。

2.8 光阱

在原子与光场相互作用过程中，原子受到散射力和偶极力两部分。可以由以下公式表示^[117]：

$$F = -\frac{\hbar\delta}{2} \cdot \frac{\nabla(I/I_s)}{1+I/I_s+(2\delta/\Gamma)^2} + \hbar k \frac{\Gamma}{2} \cdot \frac{I/I_s}{1+I/I_s+(2\delta/\Gamma)^2} \quad (2.7)$$

公式中第一项表示偶极力，第二项为散射力。在激光冷却原子过程中，散射力发挥主要作用，它与光场的强度成比例。偶极力与场强的梯度成比例，是光被原子折射的结果。当光场失谐很小，接近原子的共振频率时，主要是散射力在起作用，失谐 δ 为 0 时，偶极力消失。在失谐很大的情况下，当光场相对于原子的跃迁能级为红失谐时，原子受到指向光强较大区域的偶极力。当光场为蓝失谐时，原子将被排斥到光强较小的区域，比如在磁阱中用蓝失谐的 532 nm 将原子从磁场零点处移开。实验过程中激光光强分布通常为高斯分布，所以一般在实验上采用两束成一定夹角

的 1064 nm 激光构成光学偶极力阱对原子进行俘获，简称光阱。与磁阱相比，光阱可以俘获任意自旋态的原子，可以很好地和磁场调节的 Feshbach 共振技术相结合，从而自由调节原子间相互作用。

2.9 吸收成像

在冷原子实验中，吸收成像是记录一段飞行时间后原子分布的标准方法。当原子从势阱中被释放，经过一段时间自由膨胀，用一束近共振的光束去照射原子。当光束穿过原子云时，部分光子被吸收。入射光束光强 I_0 和出射光束光强 I 满足公式：

$$I(x, y) = I_0(x, y)e^{-\sigma n_{2D}} \quad (2.8)$$

定义 σn_{2D} 为光学密度 (Optical density, OD)， σ 为原子吸收截面，实验过程中需要三组图像，来确定光学密度：一组是原子吸收光束的图像 $I(x, y)$ ，一组为只有成像光束的图像 $I_0(x, y)$ (没有原子的情形)，最后是对实验环境背景的图像 $I_{dark}(x, y)$ 。所以理想的光学密度由以下公式给出：

$$OD = -\ln\left(\frac{I(x, y) - I_{dark}(x, y)}{I_0(x, y) - I_{dark}(x, y)}\right) \quad (2.9)$$

这种探测原子信息的方法会将 BEC 破坏，所以在对原子探测之后，下次实验需要重新制备 BEC。

2.10 本章小结

在这一章节中，对超冷原子实验过程中用到的大部分实验技术做了说明和总结，对 Rb 原子和 K 原子激光冷却过程中能级的选择做了简要说明，简单说明了磁光阱技术和暗磁光阱技术，通过对比，突出了暗磁光阱技术的优势。还介绍灰色黏团冷却过程。为了提高磁阱装载效率和减少不同种原子之间的损耗，采用了光泵浦过程。列举了射频和微波蒸发的区别，对光阱和吸收成像做了简要介绍。

3 ^{39}K 和 ^{87}Rb 双组分玻色-爱因斯坦凝聚体的实验制备

本章将详细阐述双组分玻色爱因斯坦凝聚的制备过程，其中包括超冷原子气体的实验系统，实验时序和光路设计，基于原来系统做出的优化和升级。本章也介绍了双组分 BECs 实验过程中遇到的困难，对应描述了具体的解决策略。

3.1 实验装置

图 3.1 给出了我们使用的实验装置，于 2016 年使用该实验系统实现了 ^{87}Rb 的 BEC^[120,125]，该实验系统由传统的二级结构组成。图中给出了二维磁光阱的真空腔体（一级 MOT）和三维磁光阱的真空腔体（二级 MOT）部分，同时包括每一级与之相连接的离子泵。为了维持真空气室的真空度，在平时的实验过程当中离子泵一直保持工作状态。一级 MOT 的作用是从真空度较低的腔室内形成原子束，由推送光将原子送到二级 MOT，为二级 MOT 充当原子源。在二级真空气室中进行了后续的实验过程进而得到了双组分的 BECs。为了保证超冷原子气体有足够长的寿命，二级气室需要有超高的真空度。另外两气室之间通过差分管连接，来保持它们之间的压强差。一级腔体部分的压强一般在 10^{-7} Pa 左右，二级腔体部分的压强在 10^{-9} Pa 左右。为了保证有足够的原子俘获区域，一级气室由四个双面镀有减反膜的窗片组成，窗片的长宽分别为 150 mm 和 50 mm。二级气室由一端可以连接旋转法兰的玻璃 Cell 构成，Cell 壁厚 4 mm。玻璃 Cell 只有外表面镀有减反膜。在一级和二级气

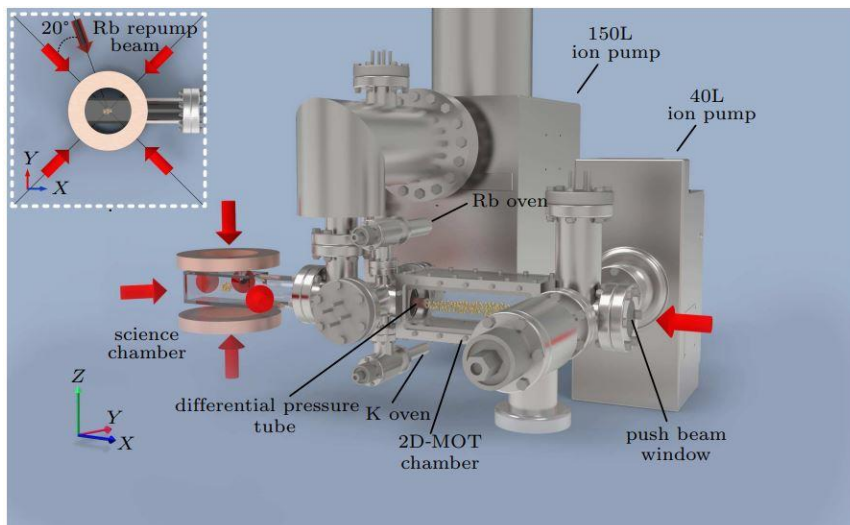


图 3.1 实验装置图

室中间，用不锈钢法兰连接的分别是 Rb 源和 K 源。Rb 原子的熔点为 $39.3\text{ }^{\circ}\text{C}$ ，K 原子的熔点为 $63.65\text{ }^{\circ}\text{C}$ 。在实验过程中，我们分别用加热带将两个原子源缠绕包裹起来，同时将温度计测温一端与源紧贴，通过改变给加热带供电的变压器电压值来改变源的温度，用温度计可以随时监视原子源温度的变化情况，如图 3.2。

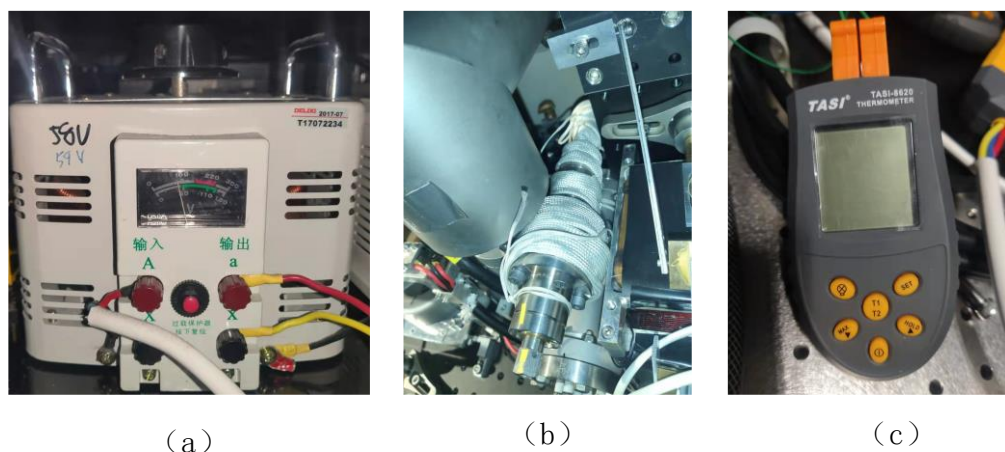


图 3.2 原子源加热和测温装置

注：图 (a) 是给 K 源加热带供电的变压器，图 (b) 是用加热带包裹的原子源，图 (c) 为温度计。

在实验过程中 Rb 源温度设定在 $40\text{ }^{\circ}\text{C}$ ，K 源的温度控制在 $45\text{ }^{\circ}\text{C}$ 。K 源需要一直加热，当实验平台持续工作一段时间后，会发现 ^{39}K 原子会逐渐变少，需要稍微提高 K 源的温度到 $55\text{ }^{\circ}\text{C}$ ，让 K 源再释放一些原子出来，从而使磁光阱捕获足够多的原子。在给 K 源加温的同时一定要留意真空腔体各部分真空度的变化。

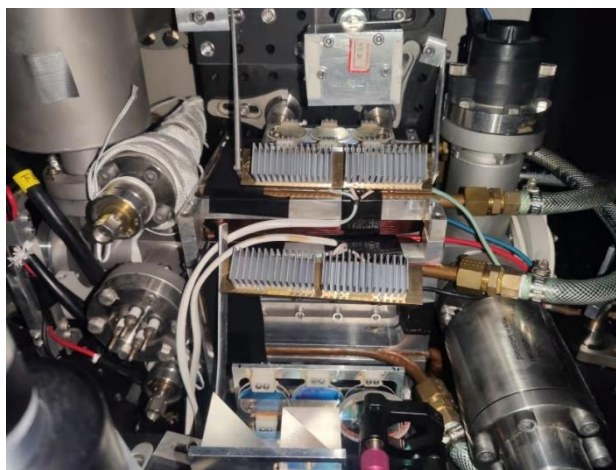


图 3.3 紫光灯装置

注：紫光从一级 MOT 部分斜 45° 入射到腔体上，在紫光灯工作时会产生大量热量，所以将紫外灯固定在铜块上，并装有散热铝片。

^{40}K 长时间在真空气室存在的话会有一部分原子吸附到真空腔体上面， ^{39}K 也同

样存在这样的问题，窗片上吸附的 K 原子会破坏磁光阱中光场的平衡，致使原子俘获效率变低。为了减弱这个问题的影响，在靠近推送光的窗片上，我们缠绕了加热丝，而且在一级真空室的金属框架外边定制了一个 U 型铜管，中间通有加热丝，温度都为 $45\text{ }^\circ\text{C}$ ，保证吸附在腔体上的原子尽可能少。使用紫光灯照射腔体同样可以起到解吸附的作用^[126]，但是在我们实验过程当中发现，当把紫光灯打开的一瞬间， ^{87}Rb 原子和 ^{39}K 的装载速率会得到很大的提升，同时最后制备出的 BEC 质量也比正常情况（不加紫光灯时）好很多（原子数目较多）。但是经过多次的重复实验后，原子装载速率和 BEC 的质量都会变差。我们猜想可能是在最开始真空腔体内壁附着了一部分原子（相当于原子源），紫光灯在短时间可以使气室中的原子密度变大（释放出了壁上的原子），但是，随着附着在壁上的原子损耗殆尽，原子仍要往腔体上附着，吸附和解析附过程平衡被打破，导致气室中原子的密度反而降低，所以在实验过程中为了保证原子的稳定性，一般不会开启紫光等，只是经过很长一段时间之后，会在很短的时间内开启紫光灯，对腔体上的部分原子解析附，图 3.3 为紫光灯装置排布。

3.2 ^{39}K 和 ^{87}Rb 的双组分磁光阱

图 3.1 只给出了两级真空腔体的构造和三维磁光阱的光路结构，没有给出一级 MOT 的光路结构。图 3.4 给出了系统优化前的整个实验装置的磁场线圈和光路图。目前实验上使用的装置（如图 3.5 所示）是在原来 ^{87}Rb 的实验装置上改进的。

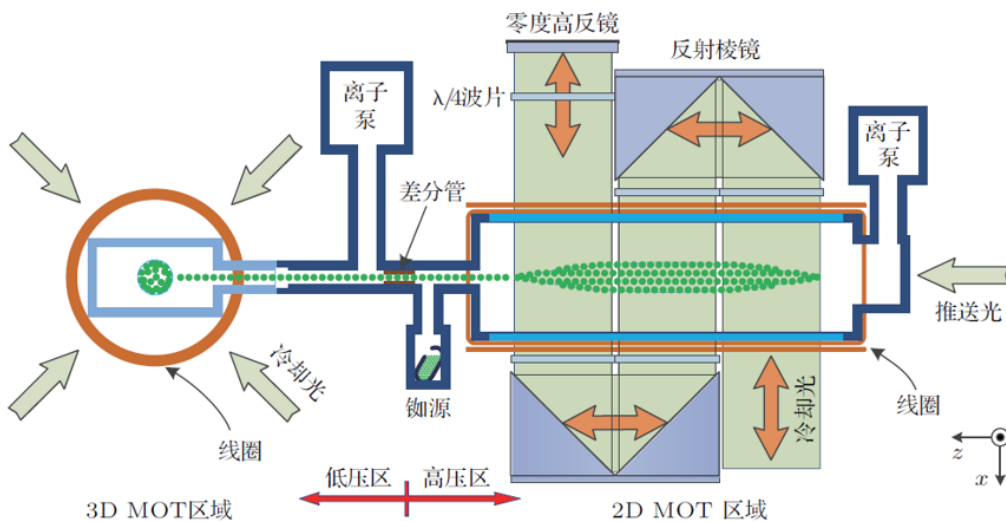


图 3.4 优化前的实验装置平面俯视图

图片来源：图片取自^[120]。

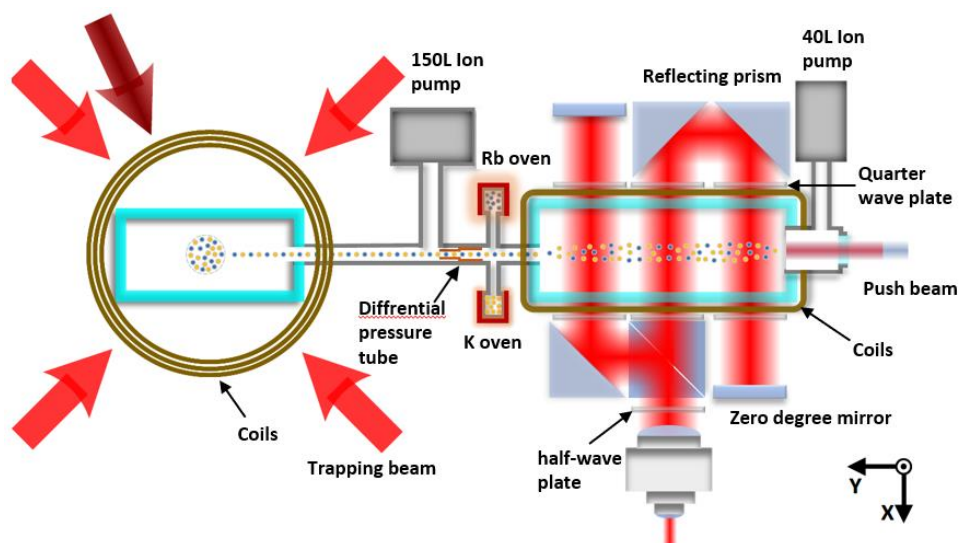


图 3.5 现在的实验装置平面俯视图

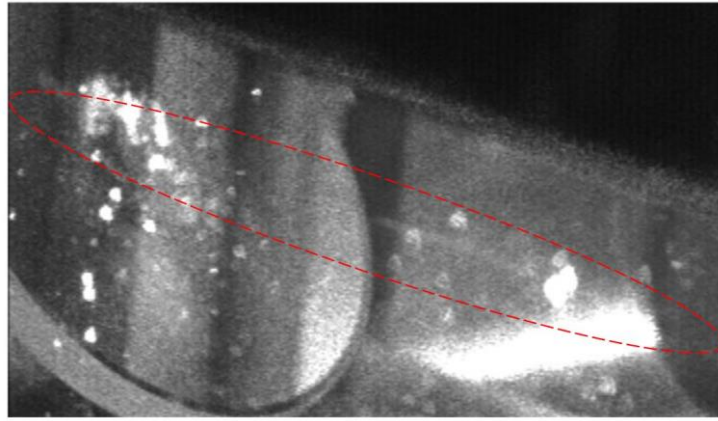
这里对系统具体改进和升级的部分做详细说明。

首先是一级 MOT 部分，原来的实验装置在水平和垂直方向冷却光场都采用了单次往返结构：经过两个反射棱镜后由靠近差分管的零度高反镜将光束返回。这样做的优点是充分利用了冷却光的功率，但缺点在于一级 MOT 中俘获光场的平衡性相对较差。

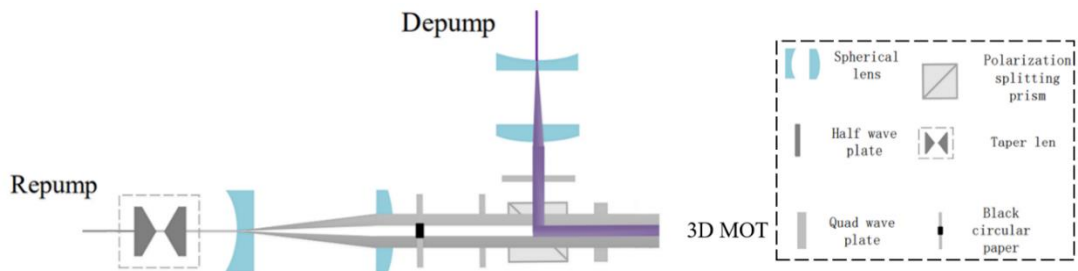
对引起光场不平衡的原因进行了分析。其一，当俘获光场为单次往返时，在往返过程中原子与光场不断作用，那么靠近差分管附近的光场变得相对较弱，其二，单次往返过程中各个光学元件都不是理想器件，它们都会对光场有一些损耗，同样导致在靠近零度反射镜一端的光场较弱。

之前在做单组分的 ^{87}Rb BEC 时，由于 Rb 原子数很多，光场问题对它来说没有那么敏感。在开展双组分 ^{87}Rb 和 ^{39}K 的 BECs 实验过程中发现， ^{39}K 原子对一级 MOT 的光场平衡性要求较高。

为了克服一级 MOT 光场不平衡问题，将系统的一级部分改为了图 3.4 的结构。通过优化，靠近差分管一侧的光场强度是另外一束光光强的二分之一为最佳状态，而且在优化光场时发现分别将反射光场由零度反射镜调到和入射光场重合时，二级 MOT 的装载效果最好。我们也用 CCD 从侧面观察到了在一级 MOT 中，被俘获的 ^{87}Rb 原子束，如图 3.6 所示。在观察原子束时需要将推送光挡掉。

图 3.6 在一级 MOT 中观察到的 ^{87}Rb 原子束

随后我们对二级 MOT 部分也做了改动。之前制备单组分 ^{87}Rb BEC 时，采用的是亮磁光阱^[87]。为了减少双组分原子在磁光阱中的光诱导碰撞损耗^[103]，保障 ^{39}K 在后续的实验过程中有较多的原子数目，我们将 ^{87}Rb 的亮磁光阱改为了暗磁光阱 (Dark MOT)^[95]。在实验过程中我们也尝试过对 ^{39}K 采用 Dark MOT，来进一步减少原子之间的损耗，但是都没有成功。分析原因可能是因为只使用了单束的 Repump 空心光束 (光场不平衡)，而在文献^[127]中则是四束空心 Repump 光束 (光场平衡)，因为 ^{87}Rb 对 Repump 光的功率要求很小，对于 ^{87}Rb 来讲我们不需要平衡空心的 Repump 光束。由于 ^{39}K 的激发态能级超精细分裂小， ^{39}K 的 Cooling 光和 Repump 光起到的作用几乎一致，有着几乎相同的光强。只采用一束空心的 Repump 光束的话，会将 ^{39}K 原子推跑，需要对射的光束来平衡。图 3.7 是 ^{87}Rb Dark MOT 的光路设计图，空心光束与三维磁光阱中的其中一束 MOT 光夹角为 20° 。

图 3.7 ^{87}Rb Dark MOT 光路结构图

对装载磁光阱过程中各个激光的频率，光强还有光斑的大小做详细说明，见图 3.8。同样在图 3.9 中给出了各个激光光束对应的能级跃迁。

	Laser Beam	Detuning	Power (mW)
2D MOT	^{87}Rb Cooling	-1.48Γ	90
	^{87}Rb Repumping	-0.9Γ	10
	^{39}K Cooling	-4.8Γ	191
	^{39}K Repumping	-2.6Γ	159
Push Beams	^{87}Rb Push1	-1.48Γ	4
	^{87}Rb Push2	$+2.5 \Gamma$	1
	^{39}K Push1	-4.8Γ	15
	^{39}K Push2	-0.83Γ	4
3D MOT	^{87}Rb Depumping	-1.7Γ	1.5
	^{87}Rb Cooling	-2.65Γ	160
	^{87}Rb Repumping (dark)	-0.9Γ	9.5
	^{39}K Cooling	-6Γ	213
	^{39}K Repumping	-3.7Γ	177

图 3.8 MOT 装载过程中各个光强的频率和功率设定 ($\Gamma \approx 6 \text{ MHz}$)

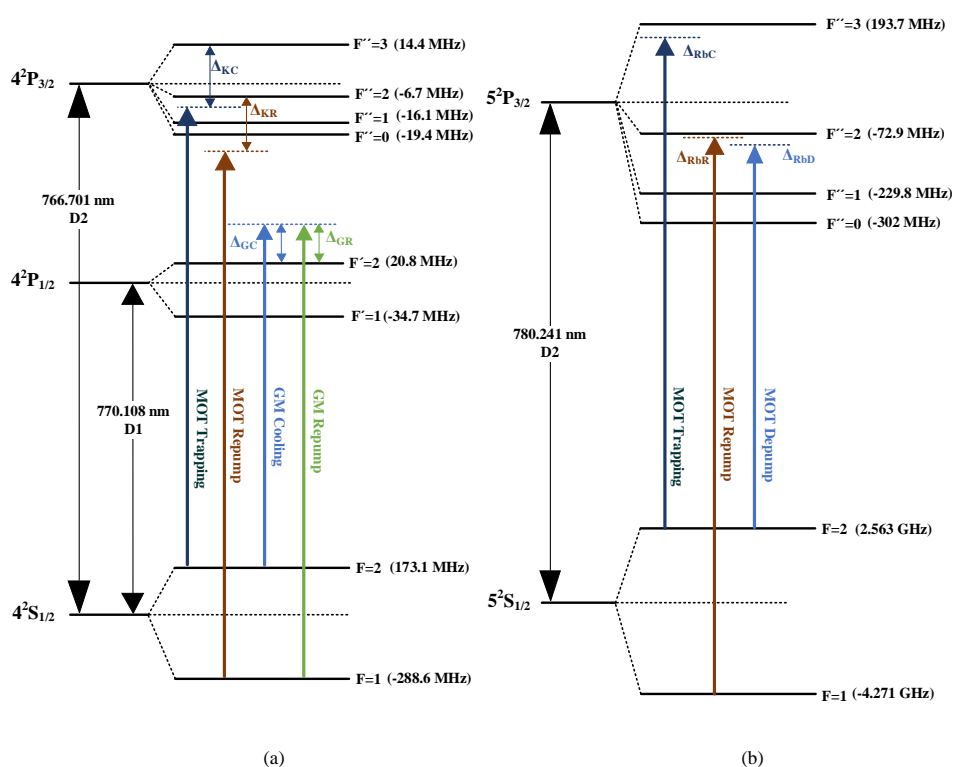


图 3.9 原子能级结构图

注：图 (a) 是 ^{39}K 的能级图，其中 Δ_{KC} 和 Δ_{KR} 分别是 ^{39}K 冷却光和再泵浦光相对于 D₂ 线 (766.7 nm) 的失谐， Δ_{GC} 和 Δ_{GR} 分别是 ^{39}K 冷却光和再泵浦光相对于 D₁ 线 (770.1 nm) 的失谐；图 (b) 是 ^{87}Rb 的能级图，其中 Δ_{RbC} 、 Δ_{RbR} 和 Δ_{RbD} 分别是 ^{87}Rb 冷却光、再泵浦光和 Depump 光相对于 D₂ 线 (780.2 nm) 的失谐。

2D MOT 和 3D MOT 的光斑经过透镜组扩束以后直径为 25 mm。在 3D MOT 中，三对两两对射的 MOT 光中，同时包含有 ^{39}K 的冷却光和再泵浦光，另外只有 ^{87}Rb 的冷却光。为了让 ^{87}Rb 采用 Dark MOT，将 ^{87}Rb 的 Dark Repump 光束单独导入到 3D MOT 中。经过冷却循环，同时加上 Depump 光的作用，在磁光阱中心部分 ^{87}Rb 原子将落到 $|F = 1\rangle$ 的暗态上面，极大改善了原子在装载阶段的损耗。

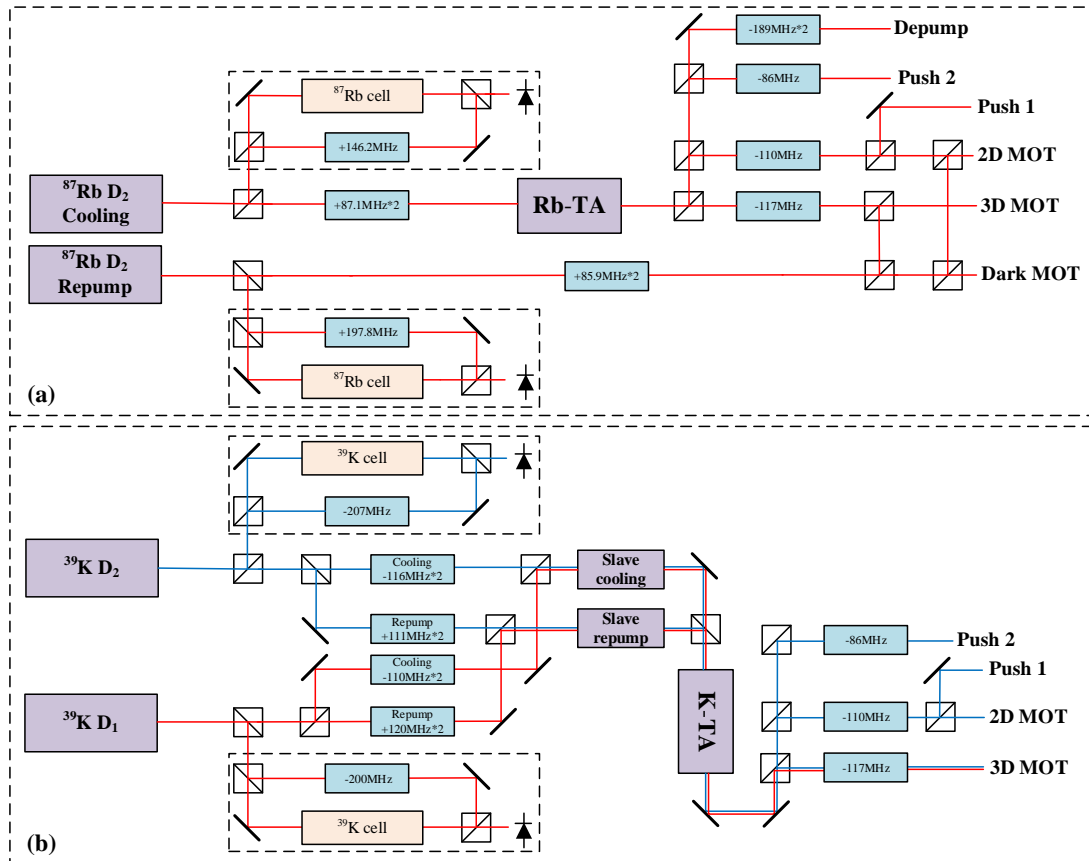


图 3.10 光路设计图

注：图 (a) ^{87}Rb 和 (b) ^{39}K 锁频和频移光路设计， ^{87}Rb 的 Repump 光不需要光放大，其他光束都需要经过 TA 或者注入锁定激光器放大。

MOT 捕获原子的过程中，需要稳定冷却光的频率在原子的跃迁共振频率附近。为了排除实验运行过程中，各种干扰因素（如切换机械开关造成的平台微小振动等），对冷却光频率的影响，我们将种子光激光器单独放置在一个光学平台上。这一平台不放置机械开关和大功率散热设备，我们采用了饱和吸收光谱和激光调制光谱转移技术来对激光器锁定和稳频。

图 3.10 是我们的光路装置图。图中四台激光器都是从 TOPTICA 公司采购的半导体激光器， ^{87}Rb 基态能级劈裂为 6.8 GHz，无法用一台激光器经过移频同时产生

冷却光和再泵浦光，所以这里采用了两台单独的激光器作为光源输出。由于 ⁸⁷Rb 原子对再泵浦光的光强要求较低，所以一台激光器的输出光，一小部分用于饱和吸收光谱 (SAS) 以外 (锁定在 $|F=1\rangle$ 到 $|F''=1\rangle$ 与 $|F''=2\rangle$ 的交叉线之间)，其余部分经过声光调制器 (AOM) 移频后，分别作为 Repump 光提供给了 2D MOT, 3D MOT 和 Dark MOT 三个部分。⁸⁷Rb 的冷却光激光器输出的光，首先也要分出一小部分用于饱和吸收光谱 (锁定在 $|F=2\rangle$ 到 $|F''=3\rangle$ 之间) 其余部分则需要注入锥型放大器 (Tapered Amplifier, TA) 将光强放大到 450 mW 以后，才分别给到了后边的光路当中。

³⁹K 基态能级劈裂相对较小，为 462 MHz，单个主激光器就可以产生冷却光和泵浦光。我们使用两台主激光器，一台用于 D₂ 线上的 MOT 光场 (锁定在 $|F=1\rangle$ 与 $|F=2\rangle$ 交叉线到激发态能级的交叉线之间)，另一台用于 D₁ 线的 Gray molasses 过程 (锁定在 $|F=1\rangle$ 与 $|F=2\rangle$ 交叉线到 $|F'=2\rangle$ 之间)。两台主激光器的冷却光束首先结合在一起，然后又注入到注入锁定激光器放大。同样类似的光路结构用于 ³⁹K 的再泵浦光，然后所有这些光束都被一台锥形放大器 (K-TA) 放大。这种结构不仅简化了实验装置，同时保证了 ³⁹K 的 D₁ 线和 D₂ 线完全重合。当 Rb 和 K 的光束分别经过 TA 之后，它们由偏振分束棱镜耦合在了一起，随后共用一套光路装置。

以下是实验系统中各光束频率的计算公式。

⁸⁷Rb 的频率计算公式为：

$$V_{Rb,cooling} = V_{2 \rightarrow 3''} - 146.2/2 \text{ MHz} + 2 \times 87.1 \text{ MHz} \begin{cases} -110 \text{ MHz (2D)} \\ -117 \text{ MHz (3D)} \end{cases} \quad (3.1)$$

$$V_{Rb,repump} = V_{1 \rightarrow 2''} - 156.9/2 \text{ MHz} - 197.8/2 \text{ MHz} + 2 \times 85.9 \text{ MHz} \quad (3.2)$$

³⁹K D₁ 线的频率计算公式如下：

$$V_{K,D_1,cooling} = V_{2 \rightarrow 2'} + 461.7/2 \text{ MHz} + 200/2 \text{ MHz} - 2 \times 110 \text{ MHz} - 117 \text{ MHz} \quad (3.3)$$

$$V_{K,D_1,repump} = V_{1 \rightarrow 2'} - 461.7/2 \text{ MHz} + 200/2 \text{ MHz} - 2 \times 120 \text{ MHz} - 117 \text{ MHz} \quad (3.4)$$

³⁹K D₂ 线的频率计算公式如下：

由于 ³⁹K D₂ 线的上能级分裂很小，为了更加准确判定上能级交叉线的位置，认为在 $|F''=0\rangle$ 到 $|F''=2\rangle$ 的中心与 $|F''=1\rangle$ 到 $|F''=3\rangle$ 的中心之间。

$$\begin{aligned} V_{K,D_2,Lock} &= V_{S_{1/2} \rightarrow P_{3/2}} + 57.75 \text{ MHz} - 6.95 \text{ MHz} \\ &= V_{S_{1/2} \rightarrow P_{3/2}} + 50.8 \text{ MHz} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= V_{2 \rightarrow 3'} + 173.1 \text{ MHz} - 14.4 \text{ MHz} + 50.8 \text{ MHz} = V_{2 \rightarrow 3'} + 209.5 \text{ MHz} \\
 &= V_{1 \rightarrow 2'} - 288.6 \text{ MHz} + 6.7 \text{ MHz} + 50.8 \text{ MHz} = V_{1 \rightarrow 2'} - 231.1 \text{ MHz}
 \end{aligned} \tag{3.5}$$

$$\begin{aligned}
 V_{K,D_2cooling} &= V_{2 \rightarrow 3'} + 209.5 \text{ MHz} + 207/2 \text{ MHz} - 2 \times 116 \text{ MHz} \begin{cases} -110 \text{ MHz} (2D) \\ -117 \text{ MHz} (3D) \end{cases} \\
 V_{K,D_2repump} &= V_{1 \rightarrow 2'} - 231.1 \text{ MHz} + 207/2 \text{ MHz} + 2 \times 111 \text{ MHz} \begin{cases} -110 \text{ MHz} (2D) \\ -117 \text{ MHz} (3D) \end{cases}
 \end{aligned} \tag{3.6}$$

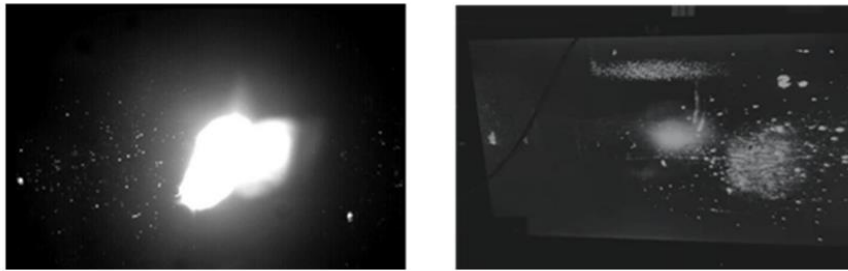


图 3.11 原子装载荧光图

注：左图和右图是 ⁸⁷Rb 分别使用亮 MOT 和暗 MOT 在装载过程中用 CCD 采集到的自发辐射荧光图片。

图 3.11 分别给出了采用亮 MOT 和暗 MOT 对 ⁸⁷Rb 原子的装载情况。在 Dark MOT 装载情况下，用 CCD 监视原子辐射出的荧光，发现原来特别明亮的原子团现在变得非常暗淡，说明大部分的原子已经被制备到了暗态。之前 Dark MOT 光路设计，如图 3.12，在装载 ⁸⁷Rb 原子时，从 CCD 监视的辐射荧光来看总是很亮，原子团始终没法变暗，说明此时仍有很大一部分原子处于 $|F = 2\rangle$ 态。

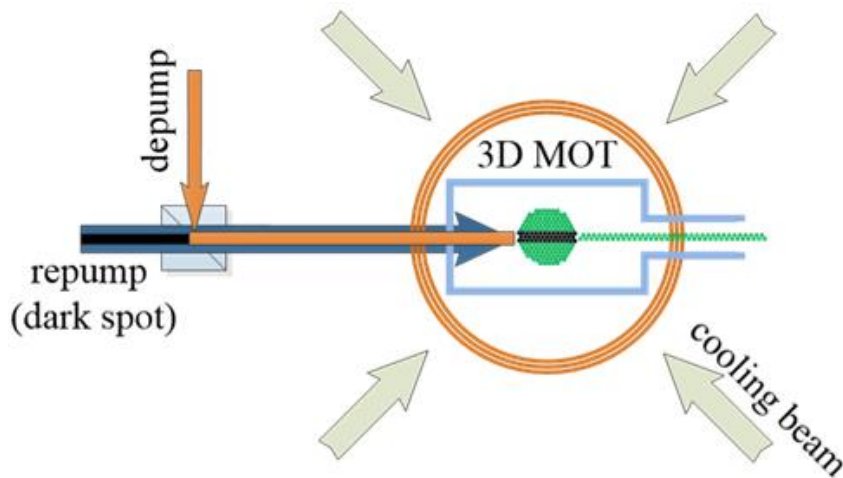


图 3.12 最初 ⁸⁷Rb Dark MOT 光路设计

经过分析和观察发现，由于 Repump 光经过扩束以后，光斑很大，从 Cell 正前方入射的话，光束会射到 Cell 与法兰的连接部分，会将 Repump 反射回到二级真空腔内，这些杂散光使一部分落在 $|F=1\rangle$ 态的原子重新回到了 $|F=2\rangle$ 态。不利于 Dark MOT 的形成。

另外研究了不同频率的推送光对原子装载的影响。推送光包含四个频率成分，对 ^{87}Rb 而言分为红失谐和蓝失谐两种频率的推送光，而对 ^{39}K 来说，两种频率的推送光都为红失谐，只是其中一束光的失谐很接近共振。它们的失谐量见图 3.8。从图 3.13 中对比 ^{39}K 和 ^{87}Rb 的情况发现，在 3D MOT 装载过程中，红失谐推送光起到的作用相对较大，但是有了蓝失谐光的参与，不但可以加快原子的装载速率同时可以装载更多的原子。

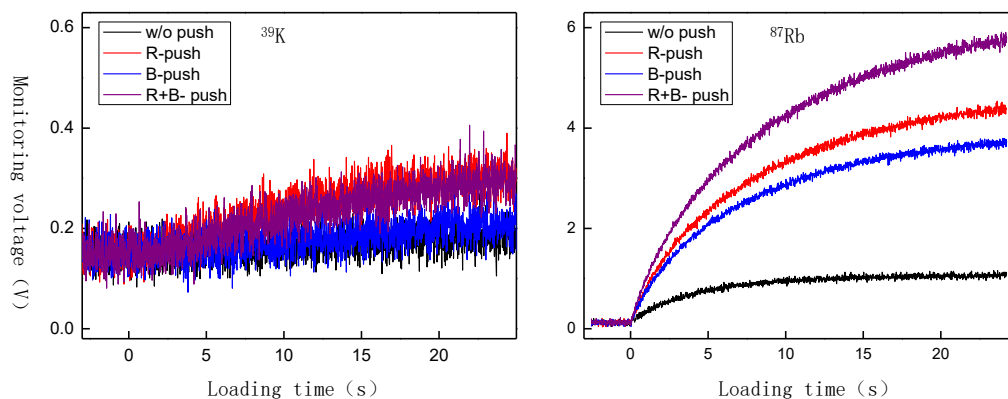


图 3.13 推送光对原子装载的影响

3.3 压缩磁光阱与光学黏团

在 3D MOT 装载过程中，磁场梯度为 4 G/cm。装载结束之后磁场梯度迅速增大到了 22 G/cm，这一过程称为压缩磁光阱 (CMOT)，可增大原子云的密度。压缩磁光阱过程中还需要相应调节冷却光和泵浦光的频率和强度，从而优化原子云的温度和原子数目等参量，整个过程持续 150 ms。在这个过程中 ^{87}Rb 原子就切换到了亮 MOT 状态， ^{87}Rb Dark MOT 的空心 Repump 光束和填充在其中心的 Depump 光束被机械开关挡住，而六束 MOT 光中开始混入 ^{87}Rb 的 Repump 光。CMOT 中光的频率失谐和光强变化见图 3.14。

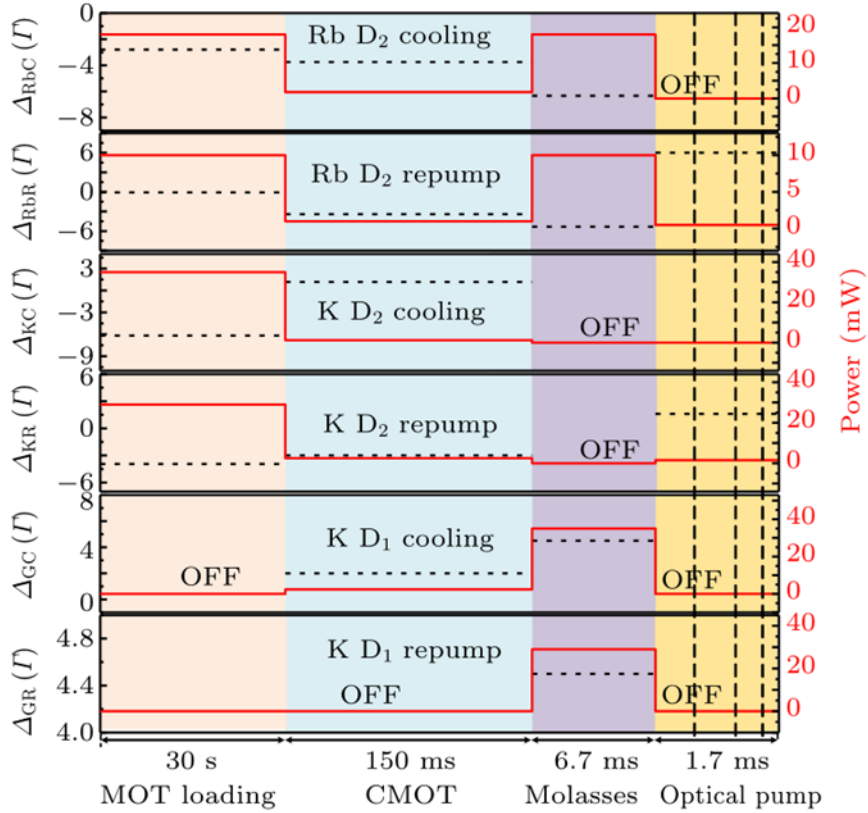


图 3.14 实验时序图

注：图中给出了实验过程中激光功率和失谐的变化，图中右边纵轴表示的是激光的功率，左边纵轴表示失谐，右边纵轴表示光强。横轴给出了实验过程中的各个阶段。

CMOT 结束之后，在 $100 \mu\text{s}$ 以内将磁场完全关闭，接下来采用 optical molasses 技术进一步降低原子气体温度。 ^{87}Rb 采用 D_2 线的 Molasses 过程，但是 ^{39}K 采用 D_1 线的 Gray Molasses 过程。对于 ^{39}K 原子，与之前实验上采用的 D_2 线 Molasses 过程相比， D_1 线的 Gray Molasses 可以产生更高的原子密度和原子数^[128]。 ^{39}K D_1 线 Cooling 光失谐 Δ_{GC} 和 D_1 线 Repump 光失谐 Δ_{GR} 相对 D_1 线的 $|F' = 2\rangle$ 能级同为蓝失谐 $+3.33 \Gamma$ ，构成了单光子失谐的 Λ 型 Raman 结构。这样就在能级 $|F = 1\rangle$ 和 $|F = 2\rangle$ 中的塞曼子能级之间由相干叠加形成了暗态和亮态，原子在亮态时通过“爬坡”损失能量温度降低，在暗态时能量不随位置发生变化原子不与光子相互作用，从而避免了对原子的加热，冷却效果很好。这个过程中各个光场的光强和失谐变化同见图 3.14，Molasses 过程经历了 6.7 ms。

为了优化 ^{39}K D_1 线的 Gray molasses 的冷却效果，我们做了四组对照实验，分别将 ^{39}K D_1 线的 Cooling 失谐 Δ_{GC} 设置为 17 MHz，27 MHz，37 MHz 还有 -35 MHz。在不同情况下扫描 D_1 线的 Repump 光失谐，然后记录磁阱中原子数的变化。

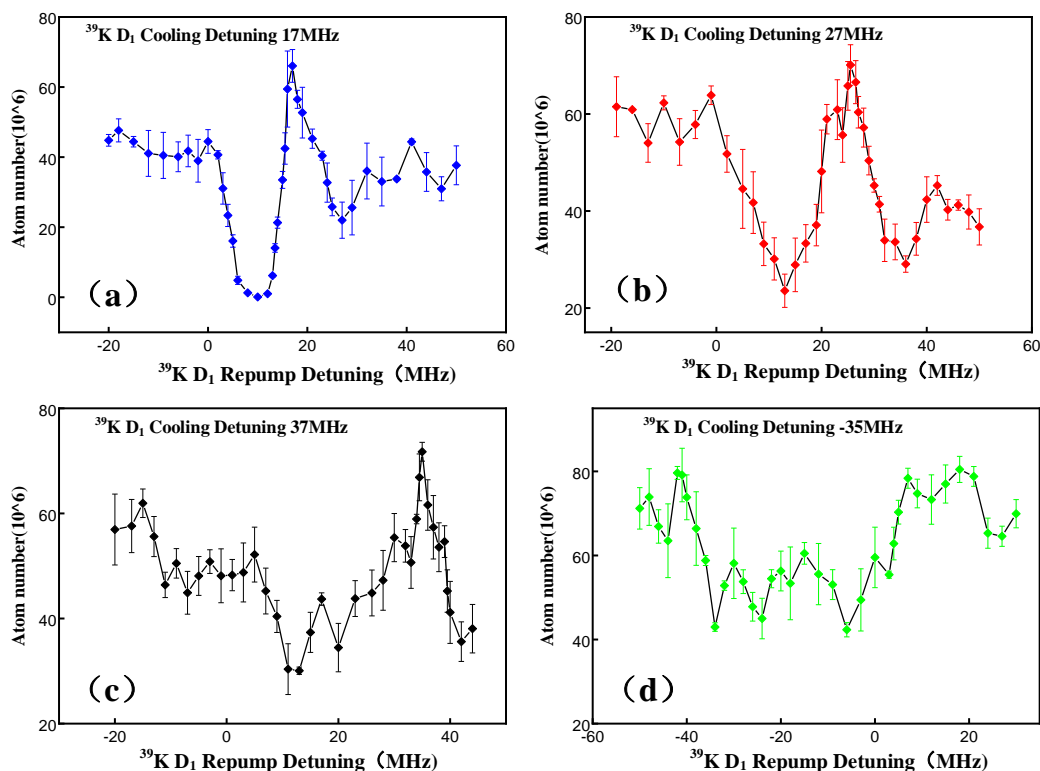


图 3.15 Gray Molasses 优化过程

注：图 (a) 到 (d) 分别表示 ^{39}K D_1 线 Cooling 光的失谐为 17 MHz (蓝线)，27 MHz (红线)，37 MHz (黑线) 还有 -35 MHz (绿线) 的情况下扫描 Repump 光的情况。

图 3.15，实验数据显示，当 ^{39}K D_1 线的 Cooling 光频率设置为不同失谐时 (17 MHz，27 MHz，37 MHz 还有 -35 MHz)，在扫描 D_2 线的 Repump 光的过程中发现，当两束光的相对失谐为零时，在磁阱中总是能得到最大的原子数^[109,129]。

3.4 磁阱中的原子气体

3.4.1 光泵浦过程

在光学黏团完成之后，光抽运阶段紧随其后， ^{39}K 和 ^{87}Rb 原子都被泵浦光抽运到了 $|F = 2, m_F = 2\rangle$ 态。在 2.5 节中做过详细说明，这样做有两个目的，其一是便于磁阱装载，其二就是可以减少原子之间的非弹性碰撞，降低原子损耗。光泵浦过程

是通过施加一个沿 X 方向 2 G 的均匀磁场（由东西向的地磁线圈提供，在该磁场值将东西向线圈电流源变为恒流模式，保证磁场稳定）和沿同一方向的 σ^+ 偏振抽运光来实现的。经过大量的试验和重复，得到了在光抽运过程中的最优化时序，如图 3.16。

在六束 MOT 光中， ^{87}Rb 的 Repump 光（失谐 $+6\Gamma$ ）仍然保持打开状态，而 ^{39}K 的 D_2 线 Reupmp 光（失谐 $+1.6\Gamma$ ）是在 Molasses 结束之后打开的。然后在 0.5 ms 后， ^{39}K D_1 线 Pump 光（共振）打开 0.7 ms， ^{87}Rb 的 Pump（失谐 $+4\Gamma$ ）光打开 1.1 ms，在这期间 Rb 和 K 的 Repump 光一直保持打开状态并额外保持了 0.1 ms。标志着光抽运过程结束。这里需要说明 ^{39}K 在光抽运阶段同样用的是 D_1 线， D_2 线激发态能级分裂小，能级之间不好区分，光抽运过程中会使原子布居在不同的塞满子能级上。

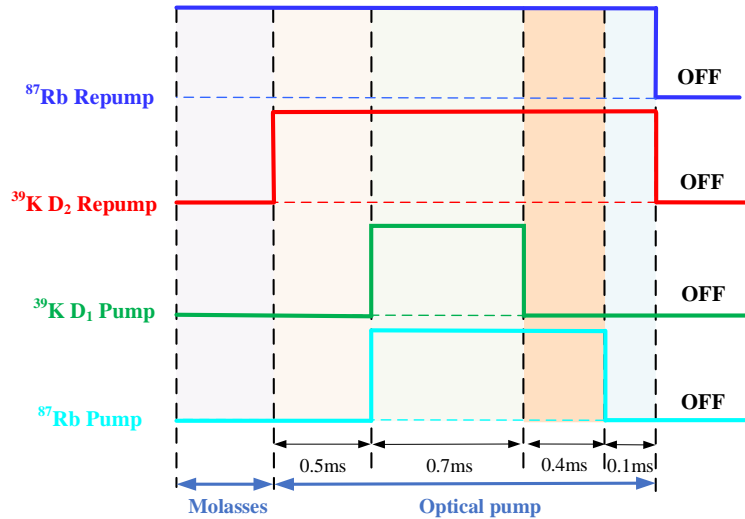


图 3.16 Optical pump 过程

3.4.2 磁阱装载和微波蒸发过程

为了提高四极阱中加载原子样品的效率，通过优化参数设置，磁阱装载由以下步骤完成：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，以增加接下来蒸发阶段原子云的密度，为原子之间发生有效的弹性碰撞提供有利条件。此时将 20 W 的 532 nm 固体绿光激光器打开，焦点位于四极阱中心，腰斑在 30 μm 左右，形成了光阻塞的四极阱结构^[120]。光阻塞四极阱可以有效防止原子在蒸发过程中，发生马约拉纳跃迁^[118]，从磁场零点漏掉。另外在磁阱装载过程中三体碰撞同样也会对原子有一定的损耗^[130,131]。

在磁阱中做蒸发冷却时，射频蒸发或者是微波蒸发都可以达到实验目的，但是在前边的内容中我们做过详细的讨论，如果采用射频蒸发， ^{39}K 和 ^{87}Rb 都会由 $|F=2, m_F=2\rangle$ 态被转移到其他的非俘获塞曼子能级上，进而从阱中逃逸，导致无法获得足够数量的 ^{39}K 原子。 ^{87}Rb 在实验过程中的数目足够多，为了最大限度的保护 ^{39}K 原子数目，因此采用了 $|F=2, m_F=2\rangle$ 到 $|F=1, m_F=1\rangle$ （高场趋近态）的微波蒸发，用 ^{87}Rb 来协同冷却 ^{39}K 。在蒸发过程中，原子被俘获在磁阱当中，不同位置对应不同的磁场强度，原子的塞曼能级劈裂和位置有关。动能较大的原子（温度高）就会处在远离磁阱中心的位置，能级分裂较大，所以在蒸发过程中，频率都需要从高频往低频扫，去除热原子部分达到蒸发目的。

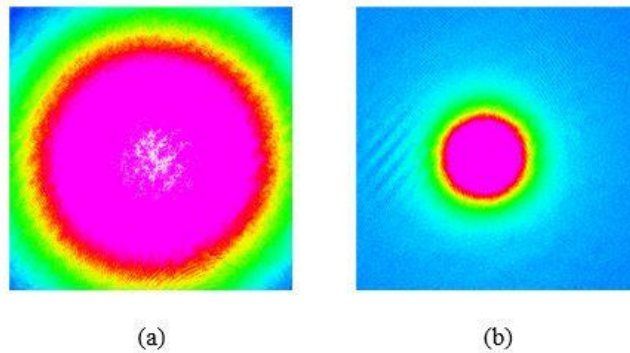


图 3.17 磁阱蒸发后原子吸收成像图

微波蒸发技术以损耗 ^{87}Rb 原子数目为代价，保护了样品中 ^{39}K 原子的数量。在微波蒸发过程中，微波频率在 6.2 s 内从 6894.7 MHz 扫描到 6855.7 MHz，再通过 5 s 扫描到 6835.7 MHz。蒸发结束后 ^{39}K 原子的数目为 1.17×10^7 ， ^{87}Rb 原子的数目为 4.73×10^7 ，温度在 $45 \mu\text{K}$ 左右。蒸发过程中磁场梯度保持在 74 G/cm 不变。图 3.17 图 (a) 和图 (b) 分别为微波蒸发后 ^{87}Rb 和 ^{39}K 原子的自由飞行吸收成像图片。

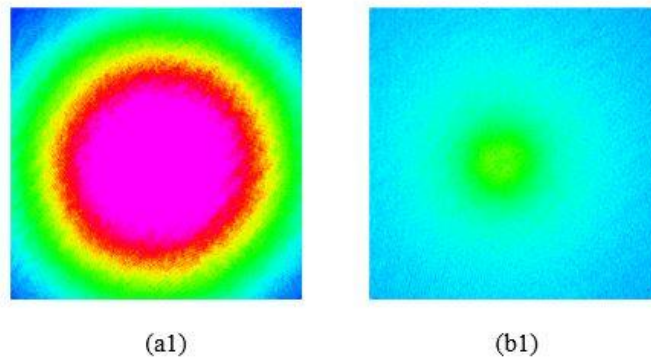


图 3.18 去除绿光后磁阱蒸发后原子吸收成像图

注：图 3.18 (a1) 自由飞行 15 ms, ^{87}Rb 原子吸收成像。(b1) 自由飞行 2 ms, ^{39}K 原子图像。

在蒸发过程中，检验了 20 W 的 532 nm 绿光堵塞磁阱漏洞的效果。在去掉绿光的情况下，蒸发后 ^{87}Rb 原子的数目为 3.4×10^7 ， ^{39}K 的数目为 4.16×10^6 。光塞对 ^{87}Rb 原子的影响相对较小，对 ^{39}K 原子而言影响很大，如图 3.18。

实验过程中，我们在磁阱蒸发过程对比了射频蒸发和微波蒸发的两种原子的冷却效果。采用射频蒸发时，在磁阱中可以获得温度较低，数目较多的 ^{87}Rb 原子，此时 ^{39}K 原子的数目是微波蒸发 ^{39}K 原子数目的 0.7 倍左右。

在实验上微波蒸发装置由以下几部分构成：一台 Local 信号源（Keysight, E8257D）和一台扫描信号源（Keysight, 33250A）通过混频器（Mini Circuits, ZX05-U742MH-S+）混频之后经过开关将信号送给功率放大器（KU PA 640720-10A）进行放大，在放大器后必须连接一个隔离器（H13-1FFF, Aerotek），避免微波信号反射回原环路，干扰功放和信号源的正常工作状态。隔离器之后连接由西安恒达微波技术开发公司生产的微波导管（HD-70WCAS），装置结构如图 3.19。

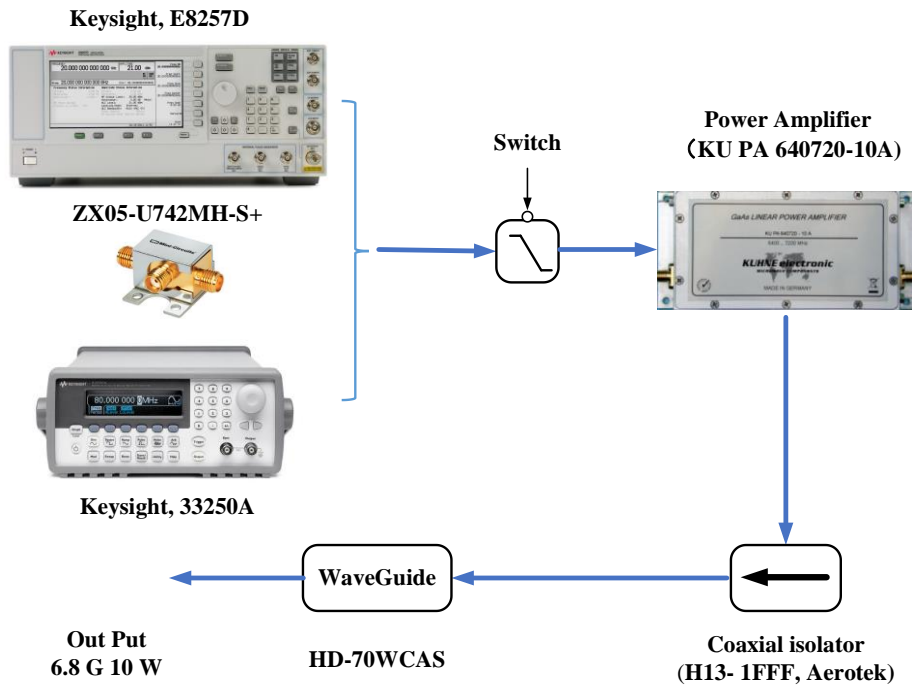


图 3.19 微波装置环路

3.5 光阱中的超冷原子气体

3.5.1 光阱装载

在微波蒸发冷却后，原子由光学堵塞四极阱转移到交叉光学偶极阱中。交叉光学偶极阱（Optical dipole trap）是由两束频率差约 10 MHz 的 1064 nm 激光束交叉而

成, 频率差的设置是为了避免两束光在交汇处发生静态的干涉条纹。在 500 ms 内, 组成偶极阱的两束光的功率都从 0 W 线性增大到 3 W。同时, 四极磁阱梯度在 500 ms 内从 74 G/cm 线性下降到了 7 G/cm, 从而使原子从磁阱绝热的转移到光阱当中。实验过程中三对正交的亥姆霍兹线圈产生均匀磁场, 用来抵消地磁场(和其他磁场)对原子的影响。在光阱装载过程中需要注意, 应该将偶极阱中心相对于四极阱中心有轻微的偏移, 否则 532 nm 激光在堵塞四极阱中心磁场零点时会将原子排斥到其他位置, 不利于光学偶极力阱的装载, 532 nm 激光在光阱装载完成后关闭。经过 10 ms 之后, 磁阱梯度彻底降至零, 从而完成了光学偶极阱的装载过程。

光阱装载结束之后, ^{39}K 原子和 ^{87}Rb 原子的数目分别为 2.16×10^6 和 8.21×10^6 。温度分别为 21 μK 和 18 μK , 装载效率达到 20% 和 17%。在装载结束后, 设置背景磁场沿 Z 轴方向稳定在 1 G。图 3.20 为光阱装载结束后 ^{87}Rb 和 ^{39}K 原子的自由飞行吸收成像图片。在图 3.20 (b) 中仍然可以看到光阱两翼中残余的原子, 是因为对 ^{39}K 成像时自由飞行时间较短, 俘获在光阱两翼的热原子还没有消散。

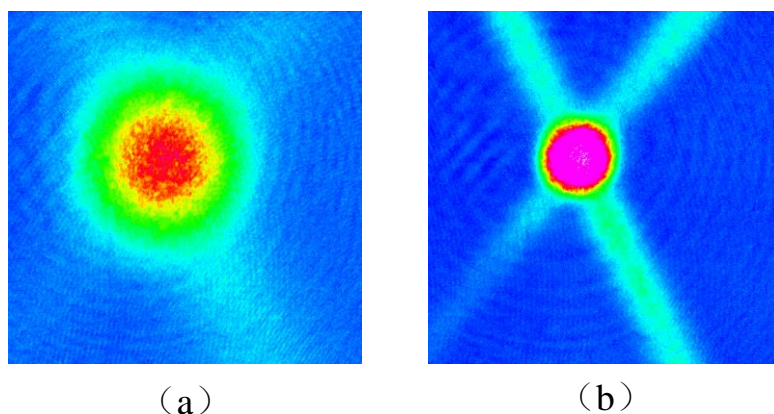


图 3.20 光阱装载

注: 光阱装载后, 吸收成像得到的原子图片, (a) 自由飞行 8 ms, ^{87}Rb 原子图像。(b) 自由飞行 2 ms, ^{39}K 原子图像。

3.5.2 光阱蒸发和态转移

原子被装载到光阱之后, 开始进行蒸发冷却。偶极阱的功率在 30 ms 内快速降低到 2.6 W, 然后通过 100 ms 功率再次降低到 1.6 W。随着光阱深度逐渐减低, 阱中动能较大的原子逃逸出去, 剩余原子气体经过热弛豫后达到更低温度。经过两步光阱蒸发双组分的原子温度大概都能达到 8 μK 左右。

由于 ^{87}Rb 自身质量比 ^{39}K 的要大，所以在相同的势阱深度时， ^{87}Rb 原子在空间位置上相对靠下，这种情况给我们的实验过程带来了两种影响。在蒸发过程中是以损耗原子数为代价换来原子体系温度的降低，由于 Rb 原子靠下，在蒸发过程中蒸发 Rb 的几率较大， K 原子就可以依靠 Rb 原子协同冷却，在一定程度上可以减少 ^{39}K 原子数的损耗，但是由于空间位置的差异导致两种组分交叠区域较小，不同原子组分之间的弹性碰撞不是很充分。如图 3.21，所以在后面的蒸发过程中需要很长的时间，才能让 ^{39}K 原子达到简并状态。

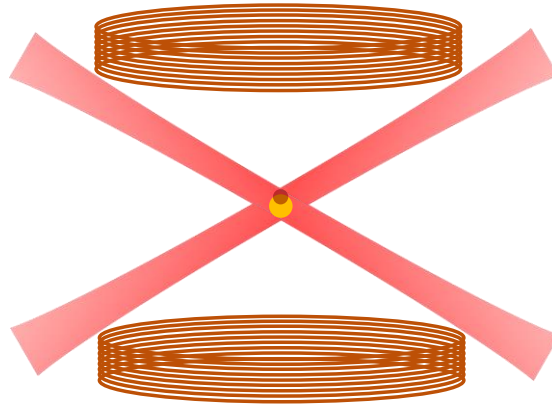


图 3.21 光阱结构图

注：图中黄色小球代表 ^{87}Rb 原子团，深红色代表 ^{39}K 原子团。 ^{87}Rb 原子由于自身质量较大在相同的势阱深度时比 ^{39}K 原子位置靠下。

在前面的章节提到 ^{39}K 的背景散射长度为负，不能发生有效的弹性碰撞使原子降温，所以需要 Feshbach 共振技术来调节 ^{39}K 的散射长度，理论计算 ^{39}K 在 $|F=1, m_F=1\rangle$ 有着丰富的 Feshbach 共振点，所以需要将 ^{87}Rb 和 ^{39}K 全部转移到 $|F=1, m_F=1\rangle$ 态来调节原子之间的相互作用。 ^{87}Rb 原子转态时，仍然用的是之前的微波装置， ^{39}K 转态用到了另外的一套射频装置，如图 3.22。

射频装置同样采用了混频技术，将信号源 (Keysight, N9310A) 设置为 Local 信号经过混频器 (Mini Circuits, ZFM-2-S+) 与扫描信号源 (Keysight, 33250A) 连接，其他路径和微波相似，混频之后经过开关由功放将信号放大，传递给转态线圈。这里需要提到的是在射频环路中加了一个 50 欧姆的高功率电阻用来匹配线圈阻抗。

首先使用微波扫描 100 ms，将 ^{87}Rb 原子从 $|F=2, m_F=2\rangle$ 绝热的转移到了 $|F=1, m_F=1\rangle$ 态，紧接着用一束与 $|2,2\rangle$ 态共振的光束将剩余在 $|2,2\rangle$ 态的 ^{87}Rb 原子

去掉，用时 1 ms。等待 1 ms 之后，使用射频将 ^{39}K 原子从 $|F=2, m_F=2\rangle$ 转移到了 $|F=1, m_F=1\rangle$ 态。和 ^{87}Rb 一样， ^{39}K 剩余在 $|2, 2\rangle$ 的原子也需要被清除，两种原子的转态效率高达 95% 左右。在转态过程中，转态顺序至关重要，如果转态顺序反转将会发生超精细能级自旋交换碰撞（hyperfine changing collisions, HCC）引起原子损耗，用 Flash 去除各自原子组分的 $|2, 2\rangle$ 态也是出于此目的^[37]。

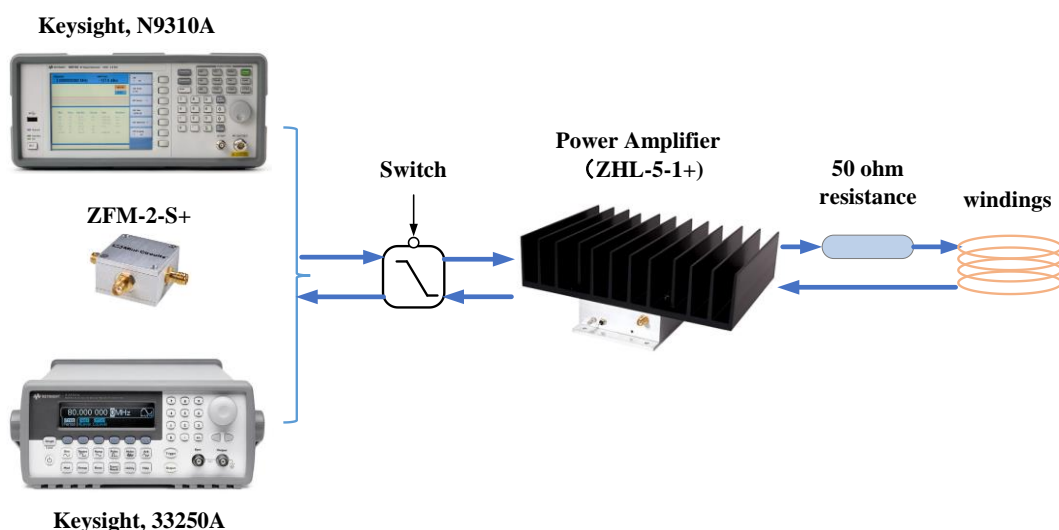


图 3.22 射频装置环路

3.5.3 不同自旋态原子寿命的测量

为了研究 HCC 碰撞机制所引起的损耗，我们测量了 ^{39}K 和 ^{87}Rb 原子在不同自旋混合态时，原子各自的寿命。将这些不同自旋态的组合分别保持在相同的偶极阱深度中，然后改变在光阱中等待的时间，最后测量阱中剩余原子的数量将寿命曲线进行数据拟合。

图 3.23 给出了 ^{87}Rb 和 ^{39}K 四种不同自旋态组合下，原子寿命的衰减曲线。分别为 $^{87}\text{Rb}|2, 2\rangle$ 和 $^{39}\text{K}|2, 2\rangle$ 、 $^{87}\text{Rb}|2, 2\rangle$ 和 $^{39}\text{K}|1, 1\rangle$ 、 $^{87}\text{Rb}|1, 1\rangle$ 和 $^{39}\text{K}|2, 2\rangle$ 、 $^{87}\text{Rb}|1, 1\rangle$ 和 $^{39}\text{K}|1, 1\rangle$ 。

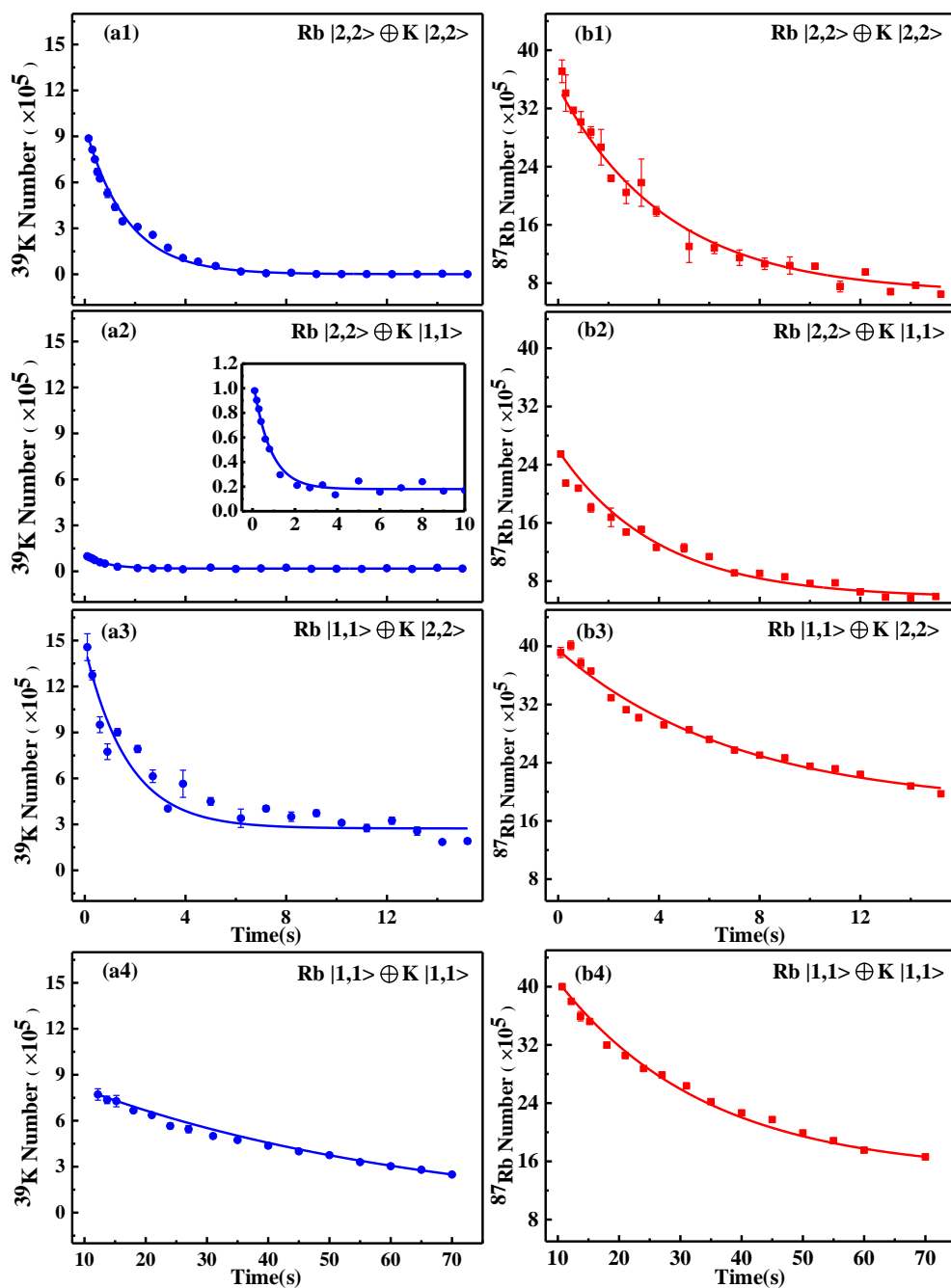


图 3.23 ^{39}K 和 ^{87}Rb 不同混合态的寿命

注：(a) 表示 ^{39}K 的寿命，(b) 表示 ^{87}Rb 的寿命。蓝线和红线分别代表对 ^{39}K 和 ^{87}Rb 寿命的数据拟合。

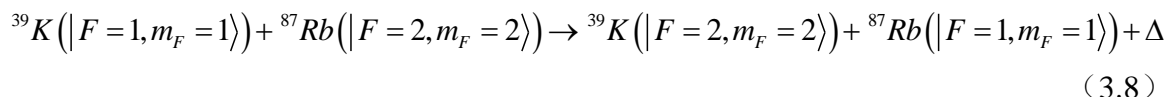
给出了数据拟合公式：

$$N = N_0 e^{-t/\tau} + N_r \quad (3.7)$$

其中 $N_0 + N_r$ 为 $t = 0$ 时初始的原子总数， N_r 为等待时间 t 后，阱中剩余的原子数。

图 3.23 中的实线表示拟合曲线。 τ 为原子在此混合态下的寿命。

数据显示若 ^{87}Rb 在 $|2,2\rangle$ 态同时 ^{39}K 在 $|1,1\rangle$ 态这种组合情况下， ^{39}K 在初始时刻原子数就极少，只有 0.97×10^5 ，和其他组合相比，数目几乎差一个数量级。在这种组合下得到 ^{39}K 和 ^{87}Rb 的寿命分别为 $\tau_K = 0.80 \text{ s}$ 和 $\tau_{Rb} = 3.95 \text{ s}$ ，我们将这种快速损耗归咎于超精细能级自旋交换碰撞过程，可以通过下面这个公式来表示：



其中 $\Delta = h \times (6834.7 - 461.7) \text{ MHz} \approx k_B \times 0.306 \text{ K}$ 。在前面的章节也提到过，在这个过程中需要总的 m_F 守恒，碰撞过程中多余释放出来的能量 Δ 转化为原子的动能，当原子的动能高于偶极阱的捕获势能时，原子将会从势阱中逃逸发生损耗。可以由图 3.24 来理解这个过程。

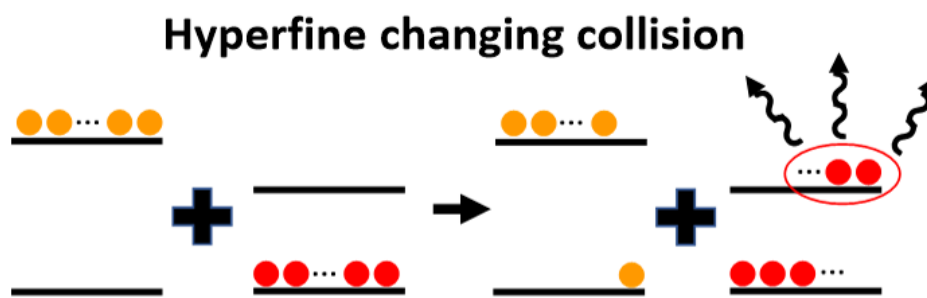


图 3.24 超精细能级自旋交换碰撞过程

注：黄色小球表示 ^{87}Rb 原子，红色小球表示 ^{39}K 原子。 Rb 原子基态能级分裂大，在碰撞过程中可以释放大量能量。

其他的非弹性碰撞过程也可能在这个过程中发生^[103]，但是在我们的系统中起主要作用的就是上面提到的过程。当 ^{87}Rb 处于 $|1,1\rangle$ 态同时 ^{39}K 处于 $|2,2\rangle$ 态时， ^{39}K 原子无法与 ^{87}Rb 原子发生 HCC 碰撞过程（ ^{39}K 原子基态能级劈裂为 461 MHz ， ^{87}Rb 基态能级劈裂为 6.8 GHz 。 ^{39}K 原子由 $|2,2\rangle$ 态跃迁到 $|1,1\rangle$ 时，不能提供足够的能量使 ^{87}Rb 原子由 $|1,1\rangle$ 态跃迁到 $|2,2\rangle$ ）。这种情况下它们的寿命分别为 $\tau_K = 1.70 \text{ s}$ 和 $\tau_{Rb} = 7.92 \text{ s}$ 。最稳定的自旋组合为图 3.23 中的 (a4) 和 (b4) 的情形，当原子全部处于 $|1, 1\rangle$ 时，不会存在其他形式的非弹性碰撞过程，原子的寿命仅受由背景气体引发的单体碰撞损耗。 ^{39}K 和 ^{87}Rb 的寿命分别为 $\tau_K = 28.00 \text{ s}$ 和 $\tau_{Rb} = 27.00 \text{ s}$ 。原子全部处于 $|2,2\rangle$ 态时，同样没有都在 $|1,1\rangle$ 态的情况稳定，可能会有一部分处于 $|2,1\rangle$ 态的原子将引发原子之间的非弹性碰撞。所以在这种组合状态下， ^{39}K 和 ^{87}Rb 的寿命分别为 $\tau_K = 1.65 \text{ s}$ 和 $\tau_{Rb} = 4.37 \text{ s}$ 。

这些寿命衰减研究对于计算超低温下不同混合态间的散射长度具有重要意义。

3.6 Feshbach 共振和双组分 BECs 的实现

我们做 ^{39}K 的初衷，是因为在原子的基态中存在一些丰富且容易操控的 Feshbach 共振点^[132-135]，可以在较宽的范围内精确调节粒子间的相互作用强度。利用磁场调节 Feshbach 共振技术，我们可以在很大范围内调节原子之间的相互作用，强排斥的原子气体可以调节为近似无相互作用，或者强吸引。在实验上只需要对原子加一个合适的外部匀强磁场就可以实现对原子相互作用的调控。表 3.1 给出了 ^{39}K 原子在基态 $|F=1\rangle$ 上的 Feshbach 共振点。

表 3.1 ^{39}K 原子 Feshbach 共振

$ m_{f_a} + m_{f_b}\rangle$	$\mathbf{B}_{\text{exp}}(\text{G})$	$\mathbf{B}_{\text{th}}(\text{G})$	$-\Delta_{\text{th}}(\text{G})$
$ 1\rangle + 1\rangle$	25.86(10)	25.9	0.47
	403.7(7)	402.4	52
		745.1	0.4
	752.3(1)	752.4	0.4
$ 0\rangle + 0\rangle$	59.3 (6)	58.8	9.6
	66.0 (9)	65.6	7.9
		471.0	72.0
		490.0	5.0
		825.0	0.032
		832.0	0.52
$ -1\rangle + -1\rangle$	32.6 (1.5)	33.6	-55
	162.8 (9)	162.3	37
	562.2 (1.5)	560.7	56

数据来源：来自文献^[50]。

^{87}Rb 和 ^{39}K 之间的 Feshbach 共振点见表 3.2。

表 3.2 ^{87}Rb 和 ^{39}K 原子 Feshbach 共振

Scattering channel	l	$B_{0l}(\text{G})$	$\Delta B_l(\text{G})$
$ 1,1\rangle + 1,1\rangle$	s	317.2	7.6
	p	274.3	-5.0
	d	186.0	4.6

数据来源：来自文献^[136]。

我们在 $|1,1\rangle$ 态 ^{39}K - ^{87}Rb 混合气体中测量了 ^{39}K 和 ^{87}Rb 原子之间以及 ^{39}K 自身之间的 Feshbach 共振点。测量时需要进一步冷却原子，因此在光阱中又进行了三步蒸发冷却。首先光阱的光强由之前的 1.6 W 经过 300 ms 降至 0.7 W，再次经过 1 s 将光强再次降低到 0.35 W，随后用 500 ms 将光阱的功率降至 0.26 W。当蒸发进行到这一步时，原子的温度达到了 $0.8\ \mu\text{K}$ 。此时 ^{39}K 的散射长度为 $-33a_0$ ， ^{87}Rb 的散射长度为 $100a_0$ 。测量 Feshbach 共振点的匀强磁场，由产生四极磁阱的同一组线圈提供，只需要将四极线圈中的一个线圈电流反转就可以实现磁场的切换。磁场控制电路如图 3.25 所示。

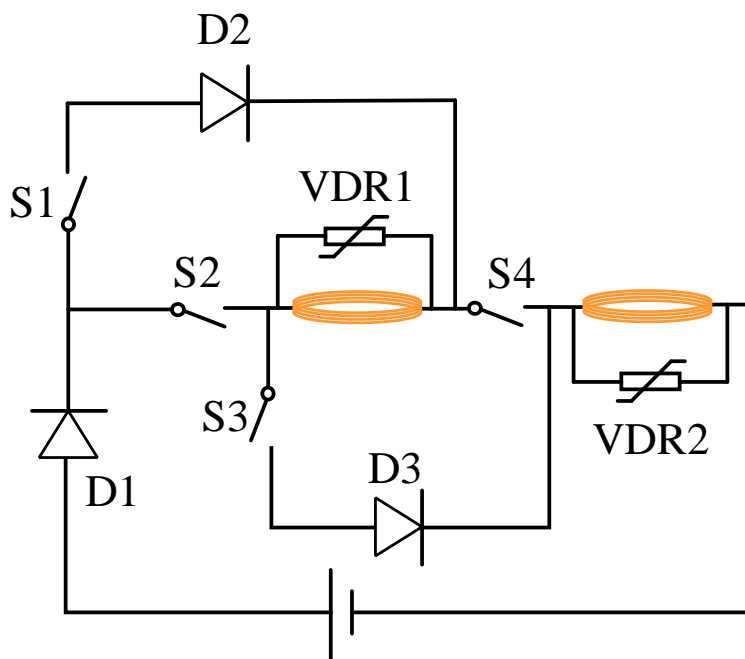


图 3.25 四极磁场和 Feshbach 磁场切换开关

注：图中二极管分别用 D1, D2, D3 表示，当开关 S1 和 S3 闭合，S2 和 S4 断开时，线圈电流方向相反，提供四极磁场。当 S2 和 S4 工作，S1 和 S3 处于断开状态时，线圈磁场切换为 Feshbach 磁场。图中的 VDR 为压敏电阻。

一般共振点的测量用原子的快速损耗来表征^[137]。图 3.26 给出了在不同磁场值下等待 200 ms 后，剩余的原子数。图 3.26 (a) 展示了混合气体中 ^{39}K 原子损耗谱线，图 3.26 (b) 对应的是混合气体中 ^{87}Rb 的原子损耗谱线。对照图 3.26 (a) 和图 3.26 (b) 可知，在 25.9 G 和 403.4 G 存在两个单组分 ^{39}K 的 Feshbach 共振点，在 318.3 G 处有一个 ^{87}Rb 和 ^{39}K 的异核 Feshbach 共振点。当磁场处于 318.3 G 时，可以明显的看到两种原子同时发生了剧烈的损耗。图中由橘黄色虚线标出部分，展现了一个有趣的现象。当磁场值设定为 ^{39}K 单独的 Feshbach 共振磁场值时，在 ^{39}K 原子发生损耗同时， ^{87}Rb 原子的数目反而会有一定程度的增加。这是由于 ^{39}K 原子的快速损耗，减小了 ^{87}Rb 原子与 ^{39}K 原子之间的碰撞损耗，因此 ^{87}Rb 原子数目增加。

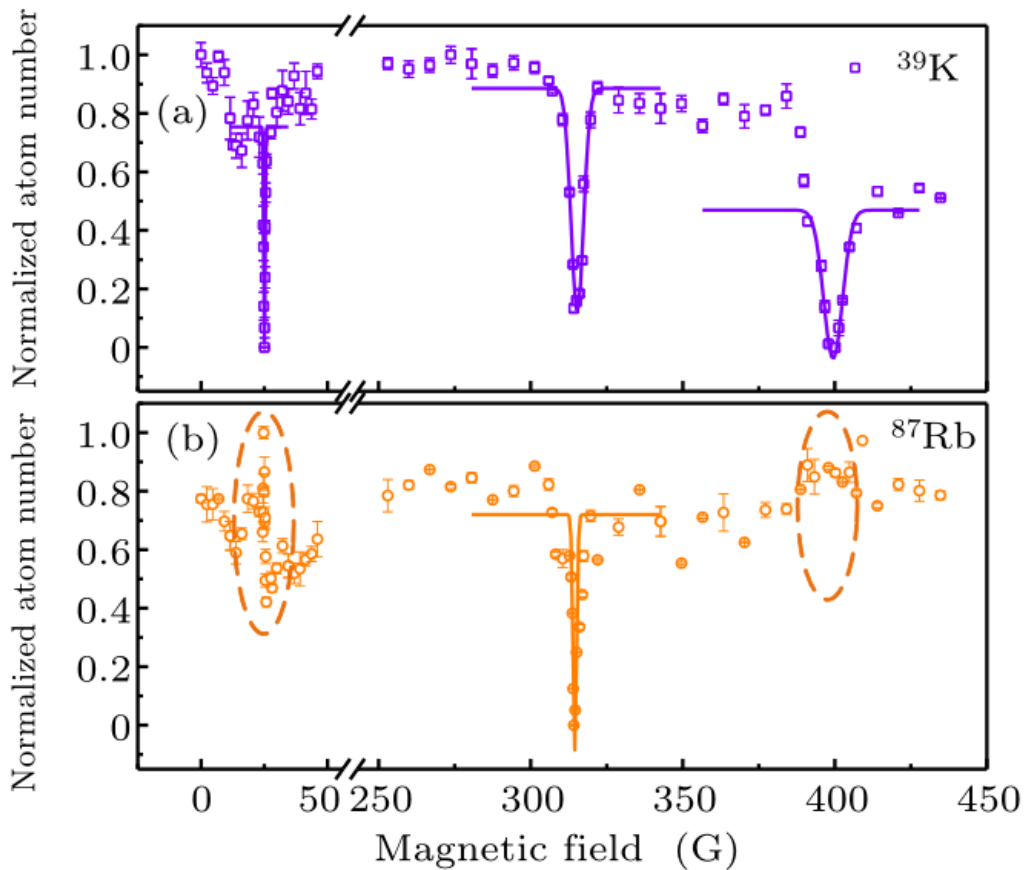


图 3.26 $|1, 1\rangle$ 态 ^{39}K 和 ^{87}Rb Feshbach 共振谱线

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。

为了制备 $^{39}\text{KBEC}$ ，需要继续降低光阱深度进行蒸发冷却。当原子团温度达到 $0.8\ \mu\text{K}$ 时，由于 ^{39}K 散射长度为负值，随着温度进一步降低，密度逐渐增大，原子云将发生塌缩，无法形成凝聚体。为了解决这个问题，可以用 Feshbach 共振来调节原子的散射长度（相互作用）。保持光阱功率不变 ($0.26\ \text{W}$)，将匀强磁场通过 $20\ \text{ms}$ 线性增加到 $376.2\ \text{G}$ （选择利用的是 $403.4\ \text{G}$ 处 ^{39}K 同核 Feshbach 共振点），并保持 $200\ \text{ms}$ ，让磁场稳定，此时 ^{39}K 的散射长度为 $20.05\ a_0$ 。

^{39}K 的散射长度可以用以下散射长度公式^[138]计算：

$$a(B) = a_{bg} \left(1 - \frac{\Delta}{B - B_0} \right) \quad (3.9)$$

其中背景散射长度 $a_{bg} = -29\ a_0$ ，Feshbach 共振点的位置 $B_0 = 403.4\ \text{G}$ ，宽度 $\Delta = -52\ \text{G}$ 。

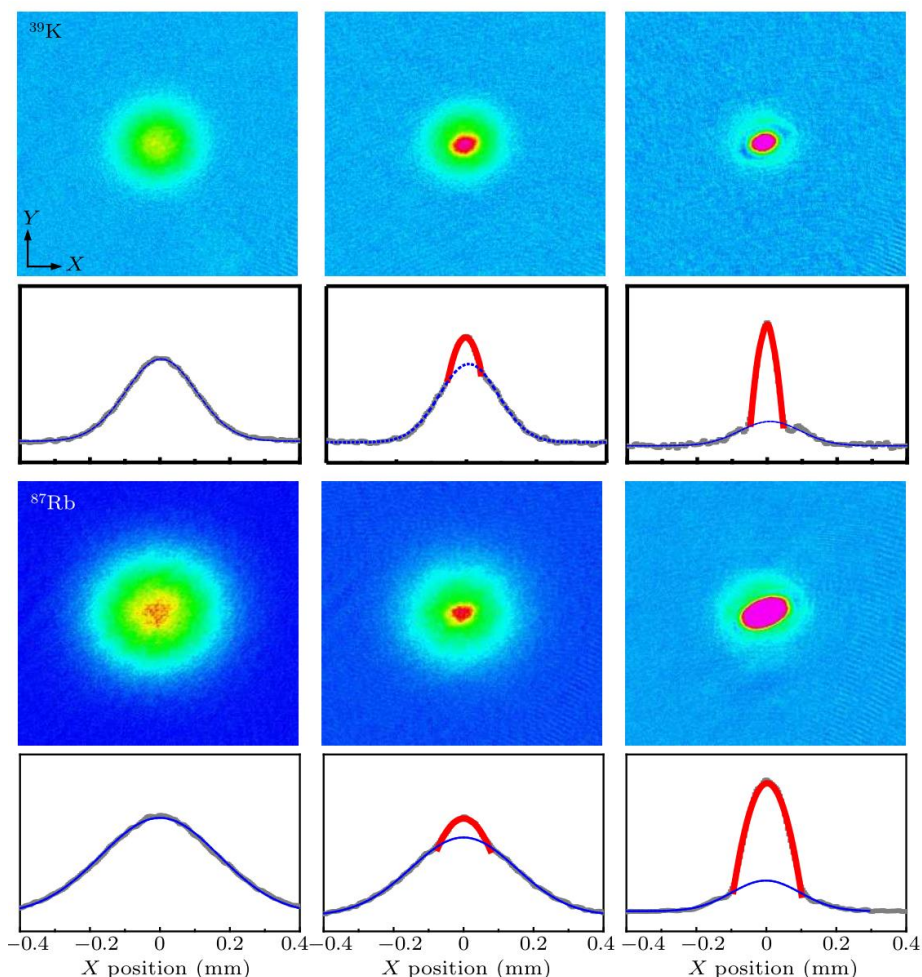


图 3.27 BEC 的形成过程

注： ^{39}K （最上面一行）和 ^{87}Rb （最下面一行）原子的吸收成像图片与 X 方向一维光学密度拟合。 ^{39}K 自由飞行 $20\ \text{ms}$ ， ^{87}Rb 自由飞行 $30\ \text{ms}$ ，图片尺寸 $0.8\ \text{mm} \times 0.8\ \text{mm}$ 。

在此磁场值做最后一步光阱蒸发,光阱功率由 0.26 W 经过 2 s 降低到了 0.15 W, (可能是由于两种原子交叠不够充分所以需要较长的蒸发时间)。最后就得到了双组分的玻色爱因斯坦凝聚体。

图 3.27 是 ³⁹K 和 ⁸⁷Rb 的吸收成像图像,图中最左侧一列是热原子情况,它们满足高斯拟合,中间一列表示有部分原子开始凝聚,最右边一列表示形成了很纯的玻色爱因斯坦凝聚体,它需要用多项式来拟合。

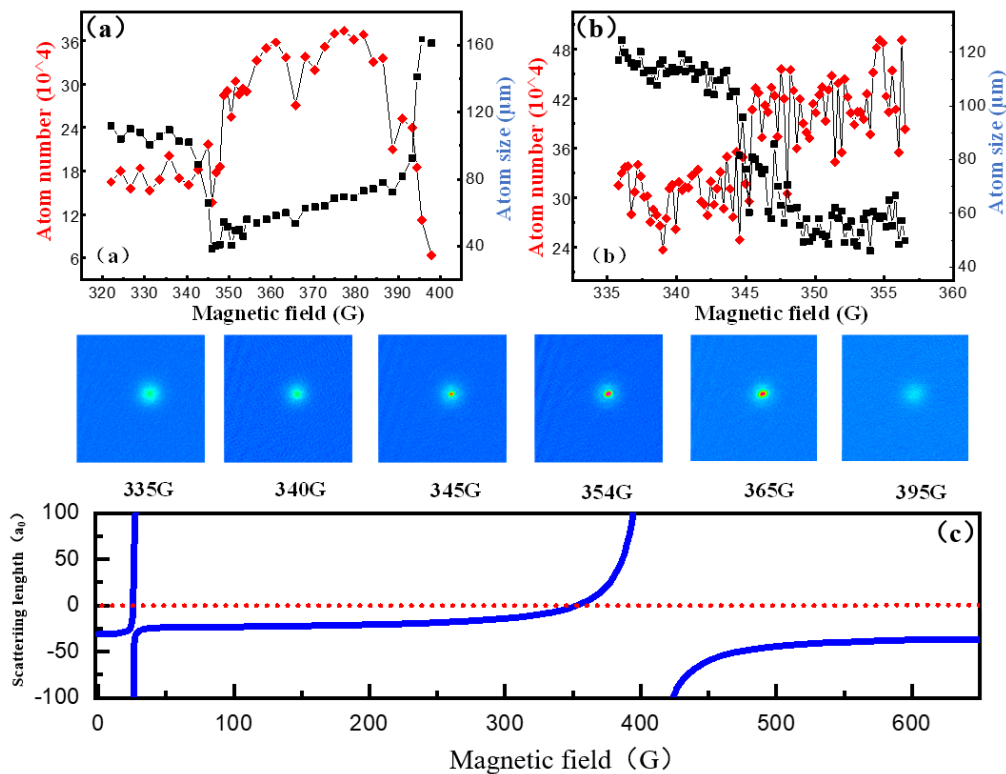


图 3.28 ³⁹K 散射长度对 BEC 探测的影响

注:制备出 ³⁹K BEC 之后,再次调节磁场,红线和黑线分别给出了 ³⁹K 原子数和原子尺寸随磁场的变化。

形成 BEC 之后,对于双组分 BECs 的探测效率问题需要进行说明。为了获取 BECs 的准确信息,将均匀磁场在 30 ms 内线性降至 354.2 G,并保持 100 ms,在此磁场值 ³⁹K 的散射长度几乎为零。然后进行时间飞行 (TOF) 成像。偶极阱完全关闭,让原子云在强磁场中自由膨胀 5 ms。随后将 Feshbach 磁场关掉,背景留有 1 G 的磁场为成像做准备。³⁹K 和 ⁸⁷Rb 分别继续自由飞行 20 ms 和 30 ms 后做吸收成像,得到纯的双组分凝聚体吸收成像图。由吸收成像图可知, ³⁹K 和 ⁸⁷Rb 原子数目分别为 4.19×10^5 , 5.11×10^5 。如果在探测 BEC 时,直接将磁场由 376.2 G 降低到零的话, ³⁹K 原子的散射长度经历由正值变为负值的过程, ³⁹K BEC 将发生坍塌,无法对 ³⁹K BEC 进行有效探测。

为此在实验上研究了 ^{39}K 散射长度对 BEC 探测的影响。在完成 $^{39}\text{K}|1,1\rangle$ 态 BEC 的制备过程之后，再次改变磁场值，测量了原子数和原子尺寸随磁场的变化，实验结果如图 3.28 所示。图中红线表示原子数，蓝线表示原子云的尺寸。图中下边一行为不同磁场值下，原子的吸收成像图片。图 3.28 (a) 在较大的磁场范围内进行了实验研究，图 3.28 (b) 在 ^{39}K 散射长度为零附近的磁场值进行了精细测量。当磁场值调谐到 ^{39}K 原子之间的散射长度为负值时，原子之间因为相互吸引，发生了坍塌过程，原子数目相应减少，无法形成 BEC。当磁场值调谐到 ^{39}K 在 403 G 附近的 Feshbach 共振点时，原子发生了快速损耗，原子云尺寸快速增加，原子变热。图 3.28 (c) 是 ^{39}K 的散射长度随磁场的变化规律，红线虚线表示散射长度为 0。

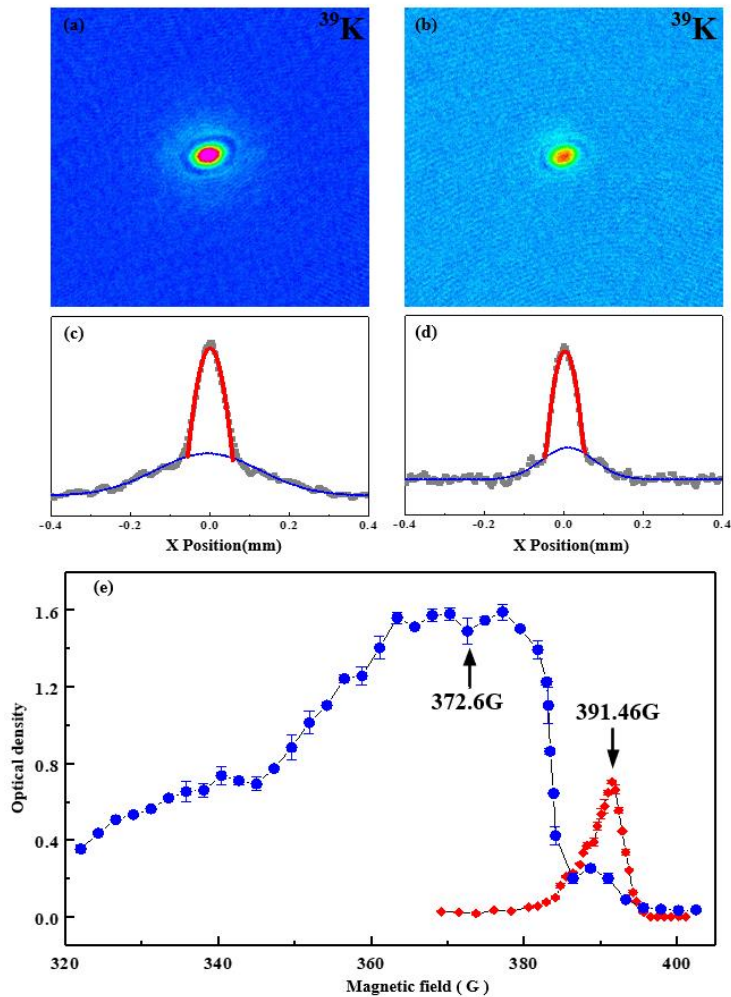


图 3.29 两种蒸发过程结果对比

注：图 (a) (c) 为双组分在 372.6 G 蒸发得到的 ^{39}K BEC，(b) (d) 为单组分蒸发在 391.46 G 得到的 BEC 图像，图 (e) 中蓝线和红线分别表示双组分和单组分蒸发过程。图 (a) 和图 (b) 是原子在高场飞行 5 ms，关闭磁场自由飞行 20 ms 得到的原子吸收成像图片。

在实验上对比了在不同的散射长度下, ^{87}Rb 对 ^{39}K 协同冷却和 ^{39}K 单独蒸发冷却的实验效果。在做 ^{39}K 单组分蒸发时, 通过以下过程实现: 当原子在光阱中蒸发两步之后, 温度达到 $8\ \mu\text{K}$ 。在原子转态之前, 用一束与 $^{87}\text{Rb}|2,2\rangle$ 态共振的光将 ^{87}Rb 去掉, 其余的实验过程不变, 只保留 ^{39}K 原子继续蒸发。当磁场选取 $372.6\ \text{G}$ 时, ^{87}Rb 的散射长度 a_{Rb} 约为 $100a_0$ 。对于双组分情况下的蒸发, 实验数据显示在正散射长度 a_{K} 从 $5.7a_0$ 到 $35.4a_0$ 比较宽的区域内, 都可以获得质量很高的 ^{39}K BEC。然而, 当用单组分的 ^{39}K 做蒸发时, 发现只有 ^{39}K 的散射长度为 $97.3a_0$ 时才可以产生相对较好的 ^{39}K BEC, 对应磁场值为 $391.46\ \text{G}$ 。从图 3.29 可以看出, 这种情况下产生的 BEC 光学密度较小。在双组分蒸发过程中, 是通过蒸发 ^{87}Rb 来协同冷却 ^{39}K 原子的, 极大的保护了 ^{39}K 原子的数目, 因此在双组分蒸发情形下, 获得的 ^{39}K BEC 质量较高。

有了制备 $|1,1\rangle$ 态 BECs 的经验, 实验上通过不同的时序过程, 再次实现了 $|1,-1\rangle$ 态的双组分 BECs 的制备: 当两种原子全部被转到 $|1,1\rangle$ 态之后, 我们在光阱中进行了两步蒸发冷却, 此时将磁场设定为 $10\ \text{G}$, 由于在低磁场的情况下, ^{39}K 和 ^{87}Rb 的塞曼能级分裂相同, 通过一个 $40\ \text{ms}$ 的射频信号 ($7.6\ \text{MHz}$) 可以将 ^{39}K 和 ^{87}Rb 同时制备到 $|1,-1\rangle$ 态, 选择在 ^{39}K 和 ^{87}Rb 在 $117.8\ \text{G}$ 附近的 Feshbach 共振点, 在光阱中蒸发 $4\ \text{s}$ 得了 ^{39}K 和 ^{87}Rb 在 $|1,-1\rangle$ 态的双组分 BECs。为以后在不同混合态之间调控相互作用提供了有力的实验基础。

3.7 小结

本章内容主要详细的对制备双组分玻色爱因斯坦凝聚体的实验系统和实验过程做了说明, 从真空腔体的构成开始, 包括一级和二级 MOT 的介绍。在实验过程中, 用 Dark MOT 技术减少了原子之间的碰撞损耗, 采用 D_1 线的 Gray molasses 对 ^{39}K 进行了有效的亚多普勒冷却。对微波和射频装置做了简要说明, 对超精细能级自旋交换碰撞做了主要研究。最终实现了 $|1,1\rangle$ 态的双 BECs, 在实验过程中, 对时序稍微调整完成了 $|1,-1\rangle$ 态双组分 BECs 的制备。不同自旋态 BECs 的制备与 Feshbach 共振技术的结合给以后的实验研究提供了更多的可能性。

4 超辐射光晶格中对超辐射和亚辐射的实验研究

多原子集团的集体自发辐射与单个原子的自发辐射有着显著的不同，集体自发辐射性质与原子集团的几何形状和原子间的相位有关。原子的超辐射态和亚辐射态的制备和检测都比较困难，在实验观测上具有很大的挑战性。本章主要研究在 ^{87}Rb BEC 的超辐射光晶格中，由弱泵浦光场激发产生的 **timed Dicke state** 的超辐射现象。超辐射光晶格是动量空间的周期性晶格，由于实验探测的晶格散射光完全由晶格上的单一格点产生，这使得利用原位测量技术研究晶格动力学过程成为可能。这项工作作为制备和观测亚辐射态奠定了一定基础，在量子信息处理方面中具有广阔的应用前景。

4.1 超辐射和亚辐射

超辐射^[139,140]是光与物质相互作用的一种重要现象，可以作为集体辐射现象中的典型代表。当原子系综内的多个原子之间存在合适的相位关联时，原子系综的辐射速率可以通过原子间的协同作用显著提高。这种原子相干性可以通过反转原子的布居数而自发产生^[141,142]，或者是用一个弱光场来集体激发原子^[143-148]也可以达到这种效果，如图 4.1 所示。

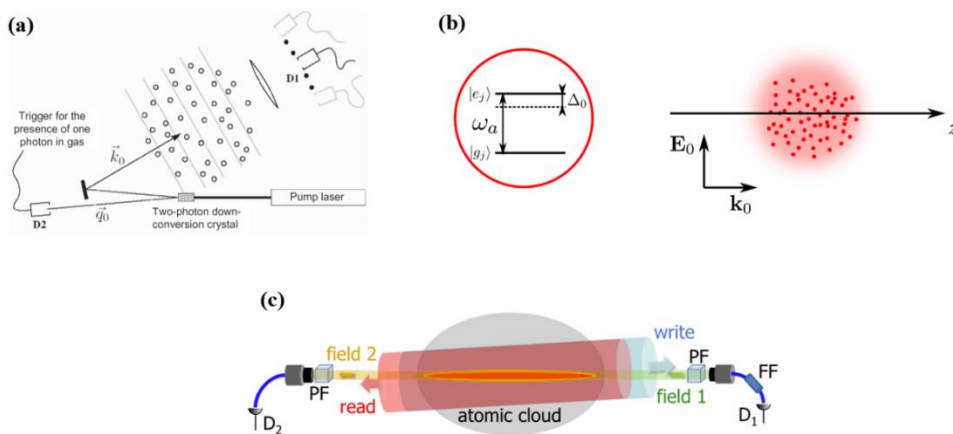


图 4.1 用弱光场集体激发原子的情况

图片来源：图 (a) 来自^[143]，图 (b) 取自^[145]，图 (c) 源于^[146]。

以图 4.1 (a) 举例说明，当 N 个具有二能级结构的原子被单个电磁场模式激发时，如果原子随机分布，且原子云的尺寸远大于波长尺度。原子云中只有一个原子

被激发，此时原子云的状态被称为 **timed Dicke state**^[143] (TDS)。在文献^[143]中，由 **Pump** 激光产生单个光子，经过双光子转换晶体后，产生的两个光子分别用不同的探测器检测。在探测器 **D2** 收到动量为 \vec{q}_0 的光子信号时，表明动量为 \vec{k}_0 的光子被传送到原子云中。通常，光子会穿过原子云由探测器 **D1** 得到光子信号。如果在探测器 **D2** 得到光子信号，而探测器 **D1** 没有接收到任何光子信息时，表明原子云被制备到了 **timed Dicke state**，由公式 (4.1) 表示^[143]：

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_j e^{i\vec{k}_0 \cdot \vec{r}_j} |b_1, b_2, \dots, a_j, \dots, b_N\rangle \quad (4.1)$$

其中， \vec{k}_0 为光子的波矢量， \vec{r}_j 表示第 j 个原子的位置， b 和 a 分别代表二能级中的下能级和上能级。此时原子集团内的原子携带了相位因子 $\exp(i\vec{k}_0 \cdot \vec{r}_j)$ ，原子之间产生了相干性。

自 1954 年，Dicke 首次提出超辐射的概念后，实验人员开展了广泛的研究。经过近 20 年的不断探索，在 1973 年首先在氟化氢气体中观察到了这一有趣的现象^[141]。在人们的探索中发现超辐射有一些特殊的性质，辐射出的光子总是有一个特定的方向^[143,144]，同时辐射强度与原子数的平方成正比。利用超辐射效应，研究人员开发了一些新型的光源系统^[149,150]。

与超辐射相对，亚辐射是另一种原子集团的集体自发辐射效应，它的辐射速率要比单原子的辐射速率小很多。为了更好的理解亚辐射，用文献^[151]中的半经典理论去描述，如图 4.2。

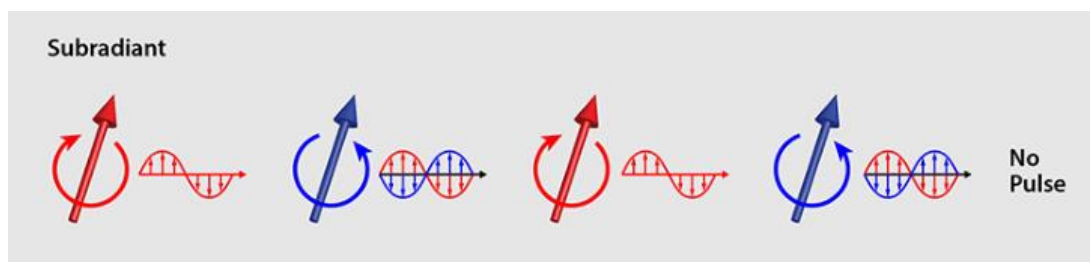


图 4.2 亚辐射过程的理论描述

图片来源：图片来自^[151]。

在亚辐射过程中，电偶极子的振荡相位是相反的，电偶极子之间的振荡正好各自抵消。因此总体电磁场的辐射速率在很大程度上会被抑制。在亚辐射过程中原子激发态的寿命可以延长为单原子激发态的 300 倍左右^[152]。由于处在亚辐射状态的原子集团辐射的电磁场很弱，因此亚辐射在实验上的探测更加困难。与亚辐射态相比，超辐射态的定向散射有益于实验测量。并且超辐射的辐射速率很快，所以它对

那些破坏原子相干性的物理过程不是特别敏感，比如多普勒频移、兰姆位移、原子的运动，以及光电场对原子能级的扰动等（AC Stark 位移）。

用弱的激发光场可以将原子集团制备到 TDS，实验上最直接研究 TDS 衰减动力学的方法是快速测量在体系被激发后的相干辐射。超辐射的 TDS 辐射方向和入射激发光场的方向一致，同时辐射速率正比于原子数，已经有很多实验对此进行了大量的研究^[152-154]。亚辐射的 TDS 不能被直接制备，同时它们没有固定的辐射方向给实验观测带来了很大困难^[17]。

2012 年意大利的实验小组在磁光阱中观察到了超辐射和亚辐射现象^[155]，他们将大约 1×10^9 个铷原子装载到磁光阱中，通过磁光阱他们可以控制原子气体的参数包括原子云的大小、密度和温度等。随后用一系列的激光脉冲去激发原子，在每个脉冲之后，通过光电倍增管来收集原子辐射出的荧光。如图 4.3 所示，他们发现原子云的辐射过程可以明显分成两个部分，开始时的辐射速率很快；之后辐射速率显著降低，相应的原子寿命可达到单个铷原子的自然寿命近 300 倍的量级。这种自发辐射速率的测量有力地证明了，经过泵浦光激发后一部分原子被制备到亚辐射态。

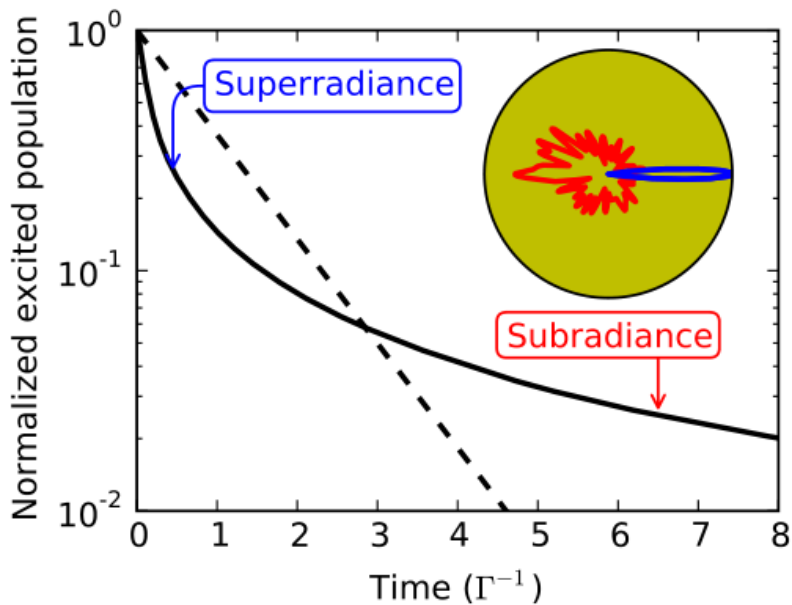


图 4.3 磁光阱中超辐射和亚辐射的观测

图片来源：图片来自文献^[154]。

2018 年我们实验小组利用 ^{87}Rb 的 BEC 构建了超辐射光晶格，对超辐射现象进行了研究^[17]。2019 年浙江大学王大伟老师课题组在热原子观察到了超辐射现象，同时研究了手性边缘流动^[82]。2020 年复旦大学吴赛骏老师小组基于温度为 $20 \mu\text{K}$ 的 ^{87}Rb 原子研究了原子集团的集体自发辐射过程^[156]，通过合适的时序控制证明了自

旋波相位匹配与不匹配之间的相干转换。同年王浩华课题组与王大伟课题组合作，实现了超辐射态和亚辐射态的可控转化^[157]。

除了对超辐射出射光子的研究之外，很多工作致力于物质波的超辐射实验研究。在量子简并气体^[94]以及热原子^[158]中都观察到了这种物质波的集体行为。将原子集团制备成椭圆形状，用泵浦光去激发原子团时，当泵浦光的偏振刚好与原子团长轴方向成垂直关系时，原子集团会有不同的动量分布，发生瑞利超辐射。如图 4.4 所示。

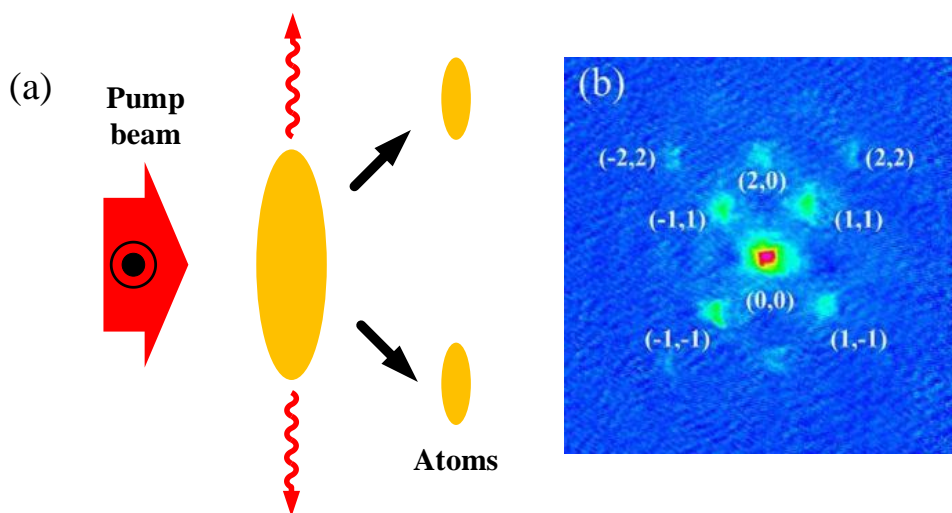


图 4.4 原子的超辐射

图片来源：图片（b）来自文献^[94]。

4.2 一维超辐射光晶格

本章的实验研究都是基于一维超辐射光晶格开展的。一维超辐射光晶格（SL）的理论模型最先在 2015 年提出^[16]，如图 4.5 所示。利用了 EIT 能级结构形成了超辐射光晶格，考虑原子处于基态 $|g\rangle$ ，波矢为 k_p 的激光场驱动基态 $|g\rangle$ 和激发态 $|e\rangle$ 的跃迁，将原子集团制备到 *timed Dicke state*。在亚稳态 $|m\rangle$ 和激发态 $|e\rangle$ 之间用波矢量分别为 k_1 和 k_2 的激光耦合， $|e_{k_p}, n_1, n_2\rangle$ 通过 k_1 (k_2) 与 $|m_{k_p-k_1}, n_1+1, n_2\rangle$ ($|m_{k_p+k_1}, n_1, n_2+1\rangle$) 耦合，在动量空间上就形成了一维超辐射光晶格。

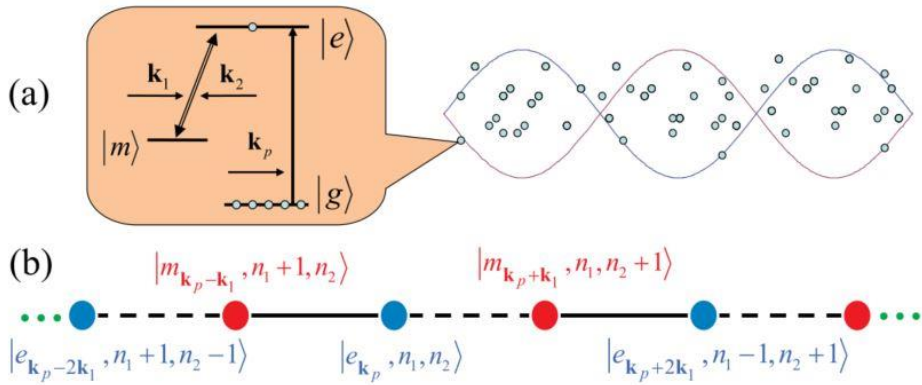


图 4.5 一维超辐射光晶格理论模型

图片来源：图片来自文献^[16]。

注：图（a）构造超辐射光晶格选用的能级结构，以及超辐射光晶格在实空间构型；图（b）动量空间的超辐射光晶格结构。

实验上对超辐射光晶格的构造如图 4.6 所示。较强的 Coupling 光来驱动 $5S_{1/2}$ ($|F=1, m_F=1\rangle$) 到 $5P_{1/2}$ ($|F=1, m_F=1\rangle$) 之间的能级跃迁， $5S_{1/2}$ ($|F=2, m_F=2\rangle$)

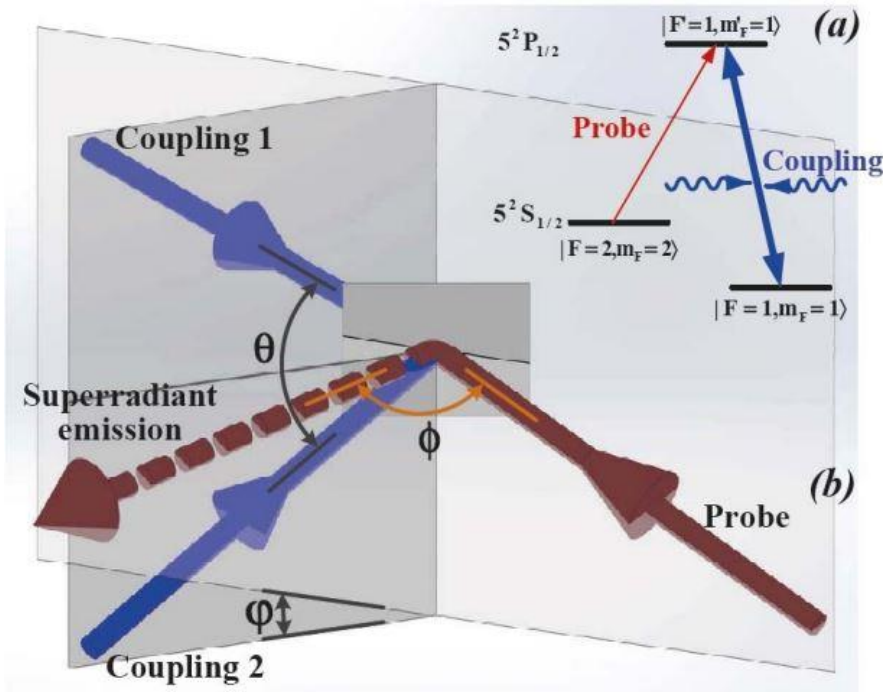


图 4.6 实验上一维超辐射光晶格的构造

图片来源：图片来自文献^[121]。

与 $5P_{1/2}$ ($|F=1, m_F=1\rangle$) 之间由光强较弱的 Probe 光耦合。Coupling 1 与 Coupling 2

之间的夹角为 θ 为 48° ，Superradiant emission 与 Probe 的角度 ϕ 为 132° ，这种排布结构是为了满足相位匹配条件。其中 φ 为 11° ，为了减少在探测方向上实验光束和其他杂散光对超辐射散射光信号的干扰。

超辐射光晶格作为一种特殊的动量空间光晶格，主要用它来进行量子模拟。在实验上探测了晶格的能带结构和晶格上的动力学过程。

4.3 时间关联单光子计数技术

在实验上，想要研究超辐射光晶格中某个激发格点的辐射速率以及超辐射光晶格的动力学过程，精确的时间信息测量起到了很重要的作用。荧光寿命通常较短，一般在皮秒到微妙级别，需要实验设备达到很高的时间分辨率。由于辐射光子很弱，在用光电探测器来探测微弱信号的时候，即使在很黑暗的实验环境当中，一些不必要的杂散光（相对单光子探测而言）对探测信号仍会造成非常大的干扰，实验上对微弱信号的探测要求很高。

时间相关单光子计数（TCSPC）作为一种记录光信号的技术手段，很好地解决了实验探测上的难题。这种方法最早是由 Bollinger 实验组对探测和研究闪烁体发光而提出来的^[159]，但是在之后的工作当中大家大多用于荧光寿命的测量^[160]。它的基本原理我们可以这样理解：当需要对一个持续时间极短同时强度很微弱的光信号采集记录时，在单光子探测器（Single Photon Detector）的帮助下来完成信号的采集，每次测量光信号的时候，SPD 就获得了光子计数信号，而且信息采集的每个上升沿都对应了每一个光子到达的确切时间，经过大量重复周期的测量统计把测量的数据累计叠加，根据测量结果绘制出直方图，就得到了光子计数信息和时间分布信息。在直方图中的每一个单元格都代表着一个时间窗口，这样一来我们就可以获得时间分辨率很高的测量数据。

TCSPC 原理图如图 4.7，在探测信号很弱的时候，想在单次测量周期内测到光子的机率是比较小的，甚至有些测量周期内都测不到光子信息。如果有一个光子被探测器探测到了，那么由 TCSPC 得到光子的时间信息，同时在直方图对应的时间窗口（计数单元）加 1，这里的直方图由 N 个时间窗口构成， N 是由采集数据的时间和分辨率来确定的。通过大量周期测量，每个窗口内的总计数就对应了该时间内的信号强度。

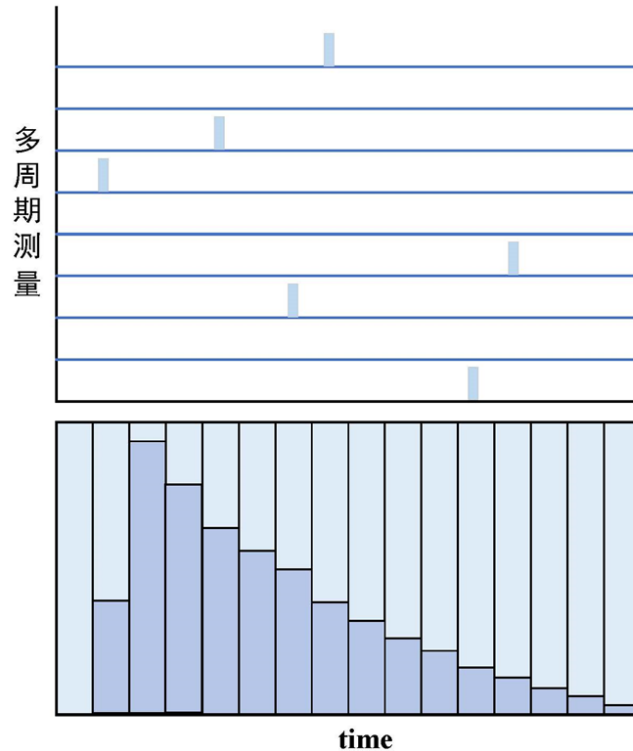


图 4.7 TCSPC 原理图

如果实验测量需要比较高的测量精度，在单个测量周期内测量到光子的几率不可以过高，往往要求平均光子数在 0.1 到 0.01 之间^[161]，主要是因为单个测量周期内如果平均光子数很高的话，率先到达的光子占很大的几率被测量记录，由于单光子探测器的死时间（探测器在探测到一个光子之后，需要经过一段时间恢复，再次对光子测量）会让后面的光子无法被探测到。最终导致测量结果相比实验实际的时间要短。为了避免这种情况，可以使用衰减片或者是用更弱的激励光来进行实验。

4.4 超辐射晶格中超辐射态和亚辐射态的演化过程

4.4.1 实验装置与过程

在实验上使用的是 Perkin Elmer 公司生产的单光子计数模块，型号为 SPCM-AQRH-14-FC。首先它作为一个独立的模块可以完成 400 nm 到 1060 nm 波长范围内的单光子检测。在这个波长范围内它的灵敏度优于普通的光电倍增管。SPCM-AQRH 采用了一种独特硅雪崩光电二极管，同时具有一个圆形的感光区域。可在 180 μm 直径上在 650 nm 处实现超过 65% 的峰值光子检测效率。图 4.8 给出了光子探测效率与光子波长的关系。

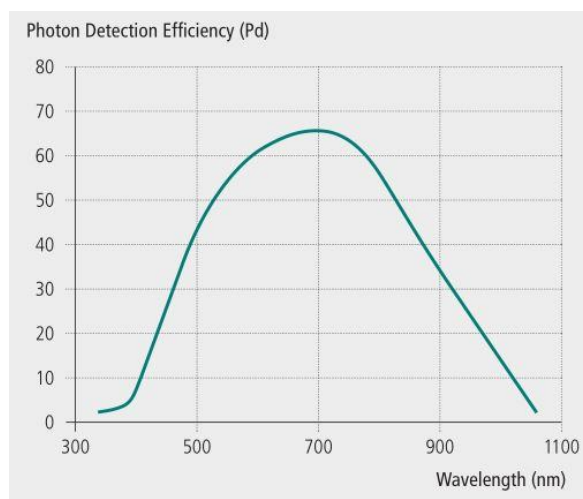


图 4.8 单光子探测模块探测效率与光子波长的关系

光电二极管同时由热电冷却和温度控制达到控温目的，确保在外界环境温度变化的情况下，模块性能保持稳定。另外，电路的改进降低了整体功耗。

该探测模块的死时间为 32 ns。当光子被检测到时，信号以脉冲形式由 BNC 端口输出到了 FT1040 时间相关单光子计数系统的计数通道接口（上海星秒光电科技有限公司生产）。图 4.9 给出了 FT1040 的前控制面板。在面板中包括了计数通道和同步通道两种数字输入接口，都采用了 LVTTTL 标准，要求标准低电平为 0 V，最高不得高于 0.4 V，同时标准高电平为 3.3 V，最低不得低于 2 V。在连接过程中需要注意静电保护。

在探测过程中使用的单光子探测系统的时间分辨率为 64 ps(每一个计时区间)，这样就能在衰减曲线上达到亚纳秒的时间分辨率，很好地满足对时间分辨率的要求。

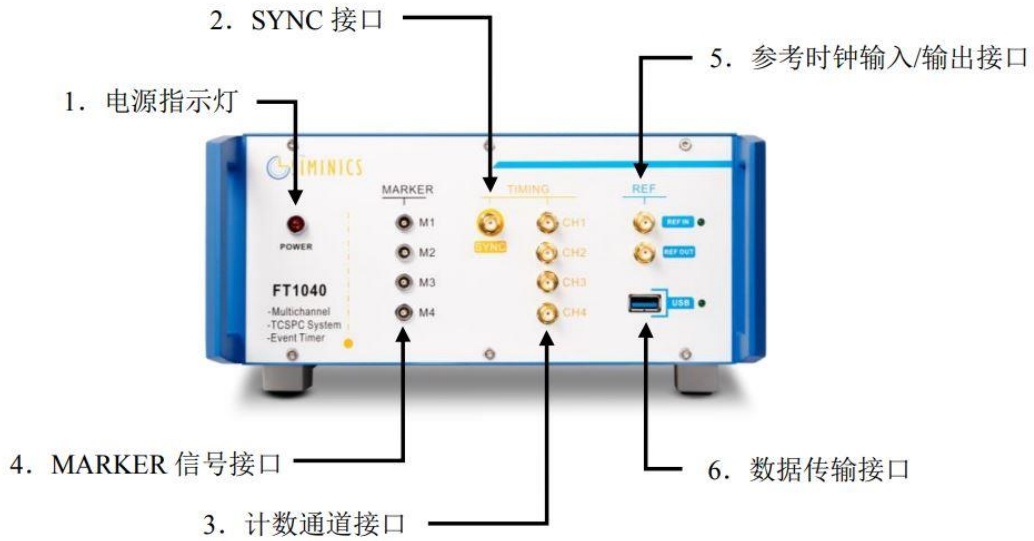


图 4.9 FT1040 面板

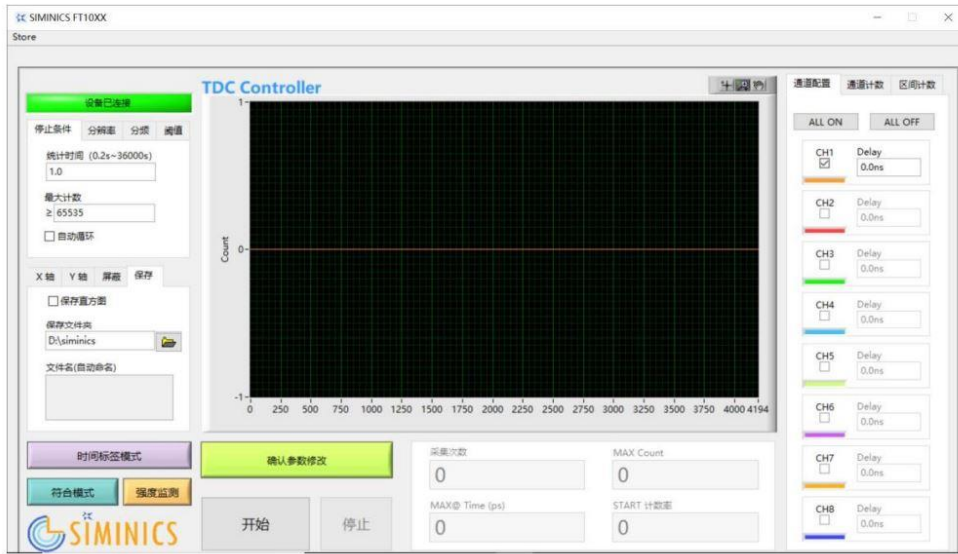


图 4.10 FT1040 软件界面

图 4.10 给出了 FT1040 的操作主界面。在实验过程中我们选择时间标签模式。在这种模式下，包括 T2 和 T3 两种形式。在 T2 模式下将会对发生的一切有效事件记录，同时按照时间顺序排序。虽然这种情况记录的信息是最全面的，但是数据信息很大。在荧光寿命实验中，大家对光子信号与同步信号之间的时间关系比较在意，T3 模式很好地满足这一实验目的。

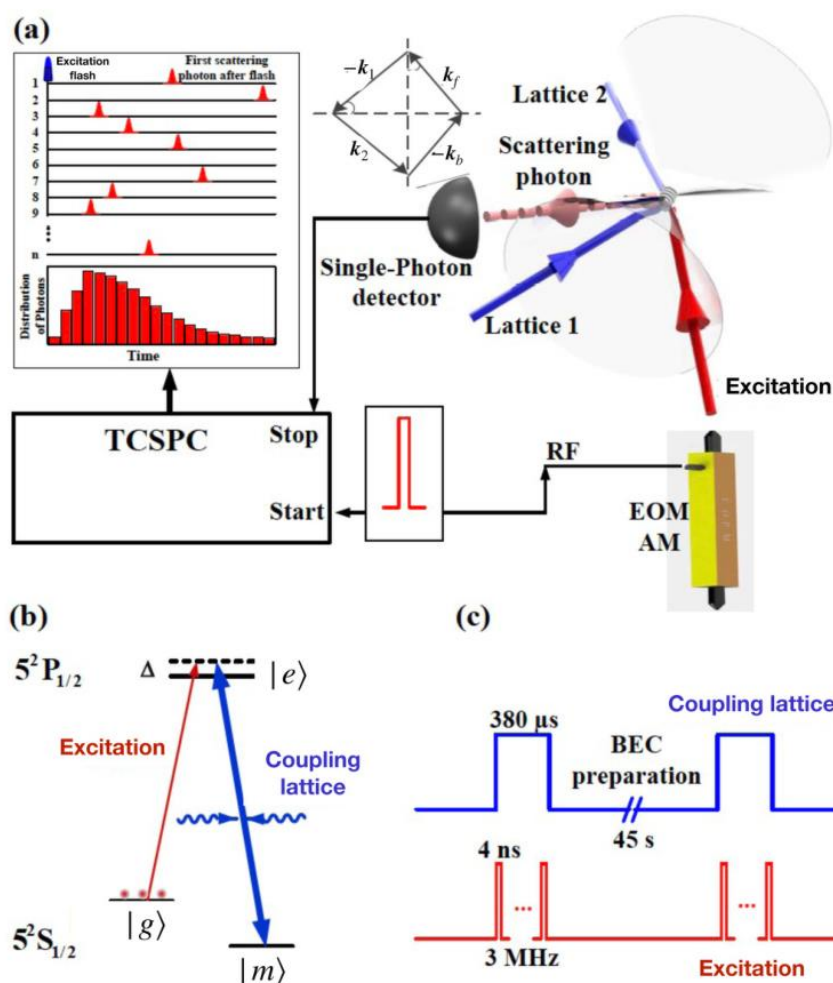


图 4.11 实验装置和原子能级图

注: 图(a)是实验装置图, 一对强的耦合光(lattice1 和 lattice2)驱动 $|m\rangle \equiv |F=1, m_F=1\rangle$ 到 $|e\rangle \equiv |F'=1, m_{F'}=1\rangle$ 的跃迁, 形成超辐射光晶格。用激发光激发 BEC, 散射光由单光子探测器探测并用 TCSPC 技术记录。在左上角的插图中给出了 TCSPC 波形生成原理图。激发光、耦合光和散射光满足插图中的相位匹配条件, 图 (b) 给出了 ^{87}Rb $5^2S_{1/2} - 5^2P_{1/2}$ 的 D₁ 线能级结构, 弱的激发光驱动 $|g\rangle \equiv |F=2, m_F=2\rangle$ 到激发态 e 的耦合, 原子初始被制备到基态 g 上, 图 (c) 是光脉冲序列的时序示意图, 蓝色(深灰色)为耦合光, 红色(浅灰色)为激发光。EOM-AM 表示电光振幅调制器, TCSPC: 时间相关单光子计数。

图 4.11 展示了超辐射光晶格的实验方案、原子能级结构, 以及构成超辐射光晶格的耦合光和激发光的时序。在能级选择上采用了 ^{87}Rb 的 D₁ 线构成了 Λ 型结构, 其中基态为 $|g\rangle$, 另一个基态(亚稳态)为 $|m\rangle$, 激发态为 $|e\rangle$ 。利用波矢量为 k_f 的很弱的脉冲光去驱动基态 $|g\rangle$ 和激发态 $|e\rangle$ 之间的跃迁, 脉宽为 4 ns, 相比于单个原子的寿命(27 ns)要小很多。耦合光的波矢量分别为 k_1 和 k_2 , 耦合光在 BEC 位置处的腰斑为 280 μm 左右, 激发光的腰斑为 600 μm , 耦合光和激发光之间由光学锁

相环进行频率锁定^[121]。在测量时间内，耦合光持续作用在原子团上，将激发态 $|e\rangle$ 和 $|m\rangle \equiv |F=1, m_F=1\rangle$ 耦合在了一起。

首先我们在交叉光学偶极力阱中制备出了处于 $|g\rangle \equiv |F=2, m_F=2\rangle$ 基态的 ^{87}Rb BEC，原子数为 5×10^5 。单组分 ^{87}Rb 的制备过程相对简单，见文献^[139]。原子云尺寸大约 $20 \mu\text{m}$ ，在Z轴方向上(重力方向)，由一对亥姆霍兹线圈(地磁线圈)提供 $B_0 = 2 \text{ G}$ 的均匀偏置磁场。

在光学偶极力阱中成功制备出 BEC 之后，利用声光调制器作为开关，将两束耦合光束打开 $380 \mu\text{s}$ 。在这期间，通过电光幅度调制器(EOSPACE, AZ-0S5-20-PFU-780-UL; 调制带宽为10-40+GHz)将激发光制备成1000个光脉冲，在每个脉冲内，高电平的宽度为4 ns，其后低电平的宽度为329 ns来激发原子。一台双通道的任意函数发生器同时提供电光调制器的调制信号和单光子计数系统的触发计时信号。使用一台函数发生器，可以保证电光调制器调制信号与计数模块的计时信号在时钟上保持一致。实验检验发现，经过1000个激发光脉冲之后，仍有24%的原子处于 BEC 状态。每一个激发光脉冲激发原子后，单光子探测器探测到的光子平均数约为0.083。重复运行 BEC 制备过程和光晶格探测过程300次，累计单光子探测器测量到的所有时间关联信号，最后得到了超辐射光晶格的时间分辨散射曲线。

超辐射光晶格散射光子的过程满足相位匹配条件，散射光将集中在 $k_b = k_f - k_1 + k_2$ 方向。我们沿散射光方向设置探测光路，探测光路收集光子的固体角大约为 0.02 sr 。实验过程中选取的探测固体角很小，所以可以忽略其他方向散射的光子对实验数据记录的影响^[162]，所以辐射强度与原子处于 time Dicke state (满足 $k = k_b$)的机率成正比^[156]：

$$I(t) \propto \langle \hat{a}_{k_b}^\dagger | \hat{a}_{k_b} \rangle \quad (4.2)$$

其中 $\hat{a}_k^\dagger = 1/\sqrt{N} \sum_j e^{ik \cdot r_j} |e_j\rangle \langle g_j|$ 为激发态 $|e\rangle$ 的 TDS 产生算符， $\langle \cdot \rangle$ 表示期望值。

4.4.2 实验结果与分析

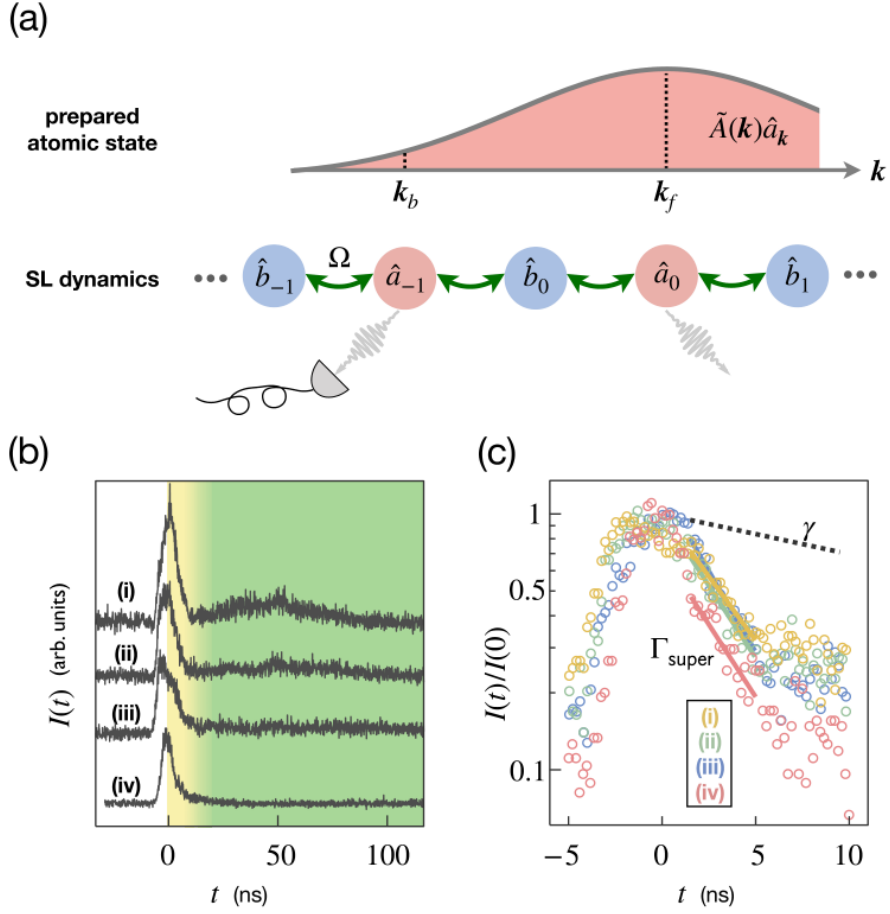


图 4.12 原子态的制备与散射光的时间分辨衰减曲线

注：图 (a) 表示空间衰减的激发场产生了以 k_f 为中心的动量-空间分布的超辐射 TDS 的叠加。图 (b) 表示每个耦合场的功率分别为 (i) 和 (iv) $30\ \mu\text{W}$ 、(ii) $20\ \mu\text{W}$ 和 (iii) $10\ \mu\text{W}$ ，相对于原子跃迁的频率失谐分别为 (i)–(iii) 0 和 (iv) $400\ \text{MHz}$ 。图 (c) 将随时间变化的超辐射信号用对数函数描绘，并进行线性拟合，得到超辐射衰变速率 $\Gamma_{\text{super}} = (7.03 \pm 0.33)\gamma$ 。在整个实验过程中，激发场的功率保持在 $3\ \mu\text{W}$ ，其谐振频率与原子跃迁在 $|e\rangle$ 和 $|g\rangle$ 之间。

图 4.12 (b) 中黄色阴影部分的指数衰减曲线表示由激发光将原子激发后，满足 $k = k_b$ ，TDS 的超辐射衰减过程。

激发场由以下公式给出：

$$\begin{aligned}
 V &= \sum_j A(r_j) e^{ik_f r_j} |e_j\rangle \langle g_j| + H.c. \\
 &= \int dk \tilde{A}(k) \hat{a}_k^\dagger + H.c.
 \end{aligned} \tag{4.3}$$

其中 $A(r_j)$ 和 $\exp(ik_f \cdot r_j)$ 分别为 r_j 处激发光的幅度和相位信息。 $\tilde{A}(k)$ 是激发光沿原子云传播路径对应的动量-空间分布。

在一般的实验研究过程中^[154]，原子团的光学深度通常保持较低，以确保激发场在穿过整个原子系综时，幅度保持不变， $A(r) = \Omega_0$ ，其中 Ω_0 为激发场的 Rabi 频率。在这种情况下，激励脉冲只激励一个具有 k_f 的 TDS，也就是说， $\tilde{A}(k) \approx \sqrt{N}\Omega_0\delta(k - k_f)$ 。在本实验中，我们用共振光激发的是致密的原子介质，激发场的振幅沿传播路径呈指数衰减，如图 4.12 (a) 所示。沿着传播方向激发光的功率呈指数衰减， $A(r) = \Omega_0 \exp(-\eta k_r \cdot r)$ ， η 为衰减因子。动量空间分布 $\tilde{A}(k) \propto 1/\left[\eta - i(k - k_f) \cdot n_{\parallel}/|k_f|\right]$ ， n_{\parallel} 为沿传播方向的单位矢量。

在图 4.12 (c) 中，以对数坐标绘制了数据信号，以突出它的指数衰减形式。在 2~5 ns 范围内对信号进行线性拟合，得到超辐射衰减率 $\Gamma_{super} = (7.03 \pm 0.33)\gamma$ ，对于不同耦合场的情况， Γ_{super} 是一样的。在超辐射信号之后，图 4.12 (b) 中绿色阴影部分较慢的振荡衰减过程是由一维超辐射光晶格动力学过程决定的。TDS 之间不同的动量态构成了动量空间的紧束缚晶格。构成光晶格的耦合场光束可以驱动原子从 $|e\rangle$ 和 $|g\rangle$ 之间的跃迁，同时在传输过程中给原子分配了一个局部相位因子 $e^{-ik_{(c)} \cdot r}$ 。光晶格光束可以让原子在临近的动量态格点之间跃迁，波矢量为 k_1 (k_2) 的耦合光可以让激发态动量为 k 的原子跃迁到动量为 $k - k_1$ ($k - k_2$) 的动量格点上。

在时域上，可将由超辐射光晶格动力学过程产生的衰减信号与超辐射产生的快速衰减信号分离。超辐射光晶格动力学过程是由能带结构决定的，即耦合场的功率和频率 Ω 和 Δ 。图 4.12 (b) 中，线(i)-(iii)显示了 30、20 和 10 μW 的共振耦合激光 SL 动力学过程。动力学信号在 SL 中随着耦合强度的降低而减小。为了做对照，将耦合光和激发光的频率相对于各自的能级跃迁都失谐了 400 MHz，同时保证光强为 30 μW 。图 4.12 (b) 中的 (iv)，绿色阴影部分的信号被完全抑制了，这个现象可以用来排除原子密度调制引起的光栅效应^[163]。

超辐射信号的振荡是由 SL 的两个能带之间的量子拍频产生的。在图 4.13 中，数据给出了耦合光保持光强不变为 30 μW ($\Omega = 4 \text{ MHz}$) 情况下，不同失谐时超辐射光晶格的动力学状态。两个能带之间的能量差决定了振荡周期，当失谐量 $\Delta = 0$ 时，SL 的两个能带之间相互接触，带宽较宽就导致了快速的塌缩振荡，对应图 4.13 中的 (g) 此时只有一个单峰信号。(e) 和 (f) 当失谐 $\Delta = \pm 10 \text{ MHz}$ ，观察到了强烈的阻尼振荡。相反，当 $\Delta \gg \Omega$ 时，带宽远小于能带的间隙。此时观察到了单频的振

荡信号，如图 4.13，(a) 到 (d) 过程。

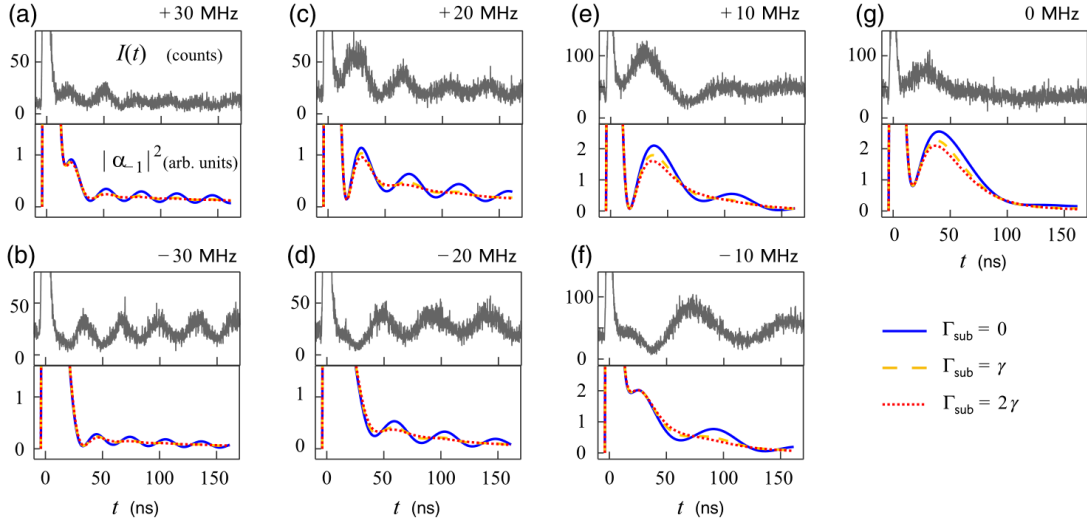
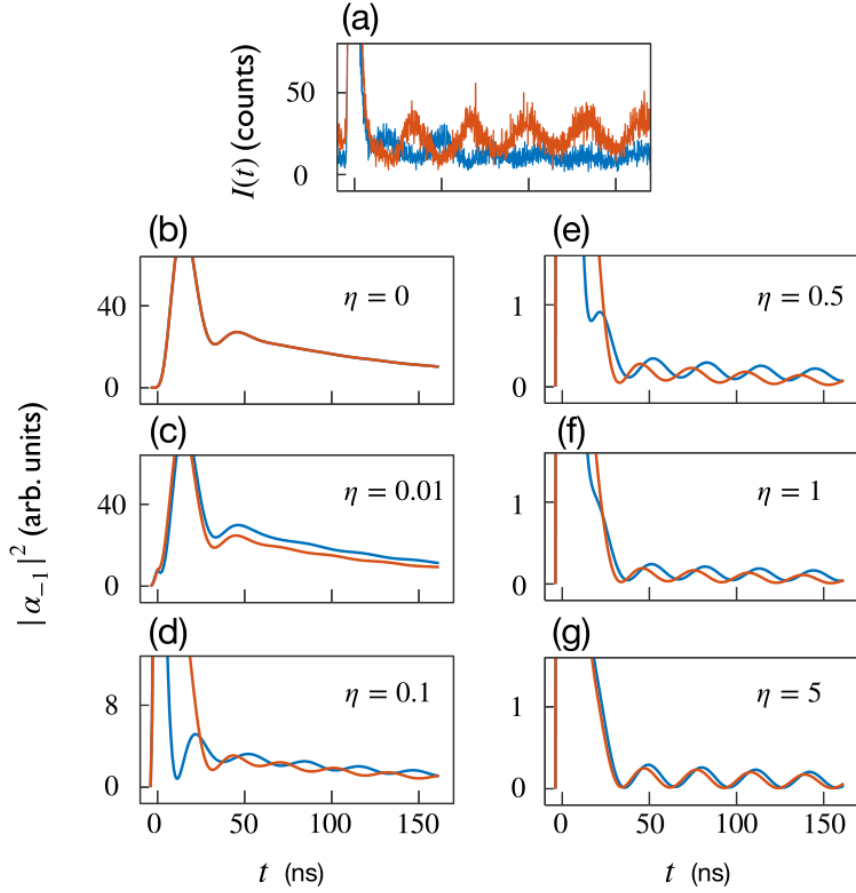


图 4.13 耦合激光不同失谐时散射光的时间分辨衰减曲线

注：耦合光失谐相对于 $|e\rangle$ 和 $|m\rangle$ 为 (a) 30, (b) -30, (c) 20, (d) -20, (e) 10, (f) -10, (g) 0 MHz, 耦合场的功率都是 $10\ \mu\text{W}$ 。在数据拟合中, $\Gamma_{\text{super}} = (7.03 \pm 0.33)\gamma$ 和 $\Omega = 4\ \text{MHz}$, 根据实验实际情况选取。衰减因子 $\eta = 0.5$ 作为唯一的自由参数在拟合过程中。将 $\Gamma_{\text{super}} = 0$ (蓝色实线)、 γ (黄色虚线) 和 2γ (红色虚线) 的数值计算结果绘制出来进行比较。

实验数据显示, 当耦合光的失谐相反时, 衰减信号的振荡部分表现出近似 π 的相位差, 如图 4.14 (a) 所示。分析认为这种现象是由不同 TDS 之间的干涉所产生的, 通过考虑激发光场的衰减, 可以在数值模拟中再现这个过程。衰减过程由参数 η 描述, 这是唯一的自由拟合参数。为了确定衰减因子, 我们用不同的 η 来拟合耦合光失谐为 $\pm 30\ \text{MHz}$ 的情况, 图 4.14 中 (b) 到 (g)。当 η 值为 $0.1 \sim 1$ 时出现相位差, 得出最佳的拟合参数为 $\eta = 0.5$ 。这里还需要指出图 4.13 中正负失谐信号的振幅之间存在不对称性。这种不对称性是由于 BEC 中原子与原子之间的相互作用造成的^[17], 当前的模型没有把这个问题考虑在内。

图 4.14 衰减因子 η 对相位差的影响

注：蓝线表示耦合光失谐相对于 $|e\rangle$ 和 $|m\rangle$ 为 -30 MHz，红线为 30 MHz。(a) 实验测量的光子计数。(b) 到(g)为数值模拟 $\eta=0, 0.01, 0.1, 0.5, 1, 5$ 。当 η 值在 $0.1\sim 1$ 之间时，耦合场失谐相反在时间分辨信号上出现相位差。

超辐射和亚辐射的 TDS 不是原子的本征态。在数值模拟中，原子的状态可以写成 $|\psi(t)\rangle \approx \left[1 + \sum_j \alpha_j(t) a_j^\dagger + \beta_j(t) b_j^\dagger \right] |G\rangle$ ，在弱场激发近似下， $\alpha_j, \beta_j \ll 1$ ，运动学方程为：

$$\dot{\alpha}_l = -i\Omega(\beta_l + \beta_{l+1}) - \Gamma_l \alpha_l + \tilde{A}_l \theta(t) \quad (4.4)$$

$$\dot{\beta}_l = -i\Omega(\alpha_l + \alpha_{l-1}) - i\Delta \beta_l \quad (4.5)$$

Γ_{super} 对应于两个不同的超辐射 TDS， Γ_{sub} 对应于亚辐射 TDS^[156,164]。当 $l=0, -1$ 时，

$\Gamma_l = \Gamma_{super}$ ， $l \neq 0, -1$ 时， $\Gamma_l = \Gamma_{sub}$ 。 $\tilde{A}_l \equiv \tilde{A} [k_f + l(k_1 - k_2)]$ ，当 $-\tau < t < 0$ ， $\theta(t) = 1$ ，

否则 $\theta(t) = 0$ ， $\tau = 4$ ns 是脉宽。 $|G\rangle = |g_1 g_2 \cdots g_N\rangle$ 。

超辐射晶格动力学的振荡幅度与亚辐射 TDS 的衰减速率 Γ_{sub} 密切相关^[164], 从图 4.13 的实验数据可以看出, 振荡部分持续的时间远远大于 $1/\gamma$, 这是亚辐射的特征^[152,165], 在数值模拟中, 我们改变了 Γ_{sub} , 虽然指数衰减包络几乎相同, 当 Γ_{sub} 越大, 后面振荡部分就越平滑, 这更加证明了亚辐射的 TDS 是谱线振荡的来源。

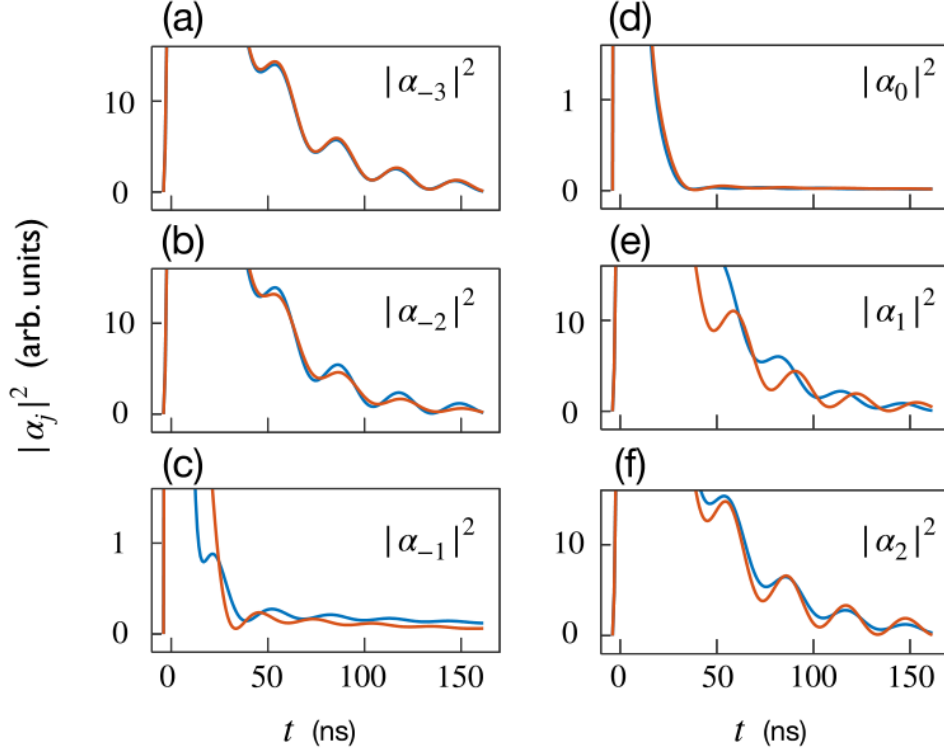


图 4.15 $|\alpha_j|^2$ 的数据模拟

注: 蓝线表示耦合光失谐相对于 $|e\rangle$ 和 $|m\rangle$ 为 -30 MHz, 红线为 30 MHz。 $\eta = 0.5$, $\Gamma_{super} = 0.5\gamma$ 。其他实验参数与图 4.13 中相同。

另外研究了 $|\alpha_j|^2$ ($j = -3, \dots, 2$) 对衰减曲线振荡部分的影响, 如图 4.15 所示。当 $j \neq 0, -1$ 时, 为亚辐射 time Dicke states 的衰减过程, 此时散射光子具有不定向性, 在实验过程中, 我们只在特定的方向上对散射光子进行了收集, 不能有力的证明亚辐射的 time Dicke states 的散射过程。图中用六组模拟数据进行对照, 用它来验证实验上观察到的一维超辐射光晶格动力学过程。当 $j = 0, -1$ 时, 衰减曲线的振荡部分不太明显, 当 $j \neq 0, -1$ 时, 振荡部分得到加强。表明, 在衰减振荡部分, 处于亚辐射 time Dicke states 的概率大于超辐射 time Dicke states。

4.5 小结

本章首先对超辐射和亚辐射进行了简要介绍，同时对 **timed Dicke states** 给了一定的说明，对实验过程中用的时间关联计数系统做了详细描述，介绍了它的实验工作原理。由于一维超辐射光晶格的理论和构建过程在之前的工作中已经做过详细系统的说明，这里就没有给出过多的解释。在实验上观察了超辐射光晶格的动力学演化过程。

5 玻色-爱因斯坦凝聚体中锯齿状超辐射晶格的实验研究

本章对在玻色-爱因斯坦凝聚体中锯齿超辐射光晶格的构建做了详细说明,在此基础上还研究了其手性边缘流动特性。基于一维超辐射光晶格结构,在实验上再次引入了一个大失谐的驻波场。两个驻波耦合场之间的相对空间相位在动量晶格的锯齿状结构中引入了磁通量。这个磁通量决定了在 SL 中原子激发的移动方向,导致在两个相反方向探测 SL 时,散射谱产生了非对称特性。这项工作展示了在冷原子光晶格中原位生成和检测人造规范场的新颖方式。

5.1 研究背景

超冷原子已经成为研究凝聚态物理^[166]、量子光学和量子信息处理^[167]的一个高度可控的理想系统。除此之外光晶格作为一种技术手段,被广泛用于操纵超冷原子和模拟固体物理中的多体量子物理。另外,在晶格中引入边界条件,可以开展对边缘拓扑物理相关的实验研究。之前,在玻色-爱因斯坦凝聚态中基于驻波耦合电磁感应透明的一维超辐射晶格已经被实验实现^[17],通过测量一维 SL 中其中一个超辐射激发态的定向辐射,研究了它的能带结构。如果将超辐射光晶格拓展到更高维度的话可以进行拓扑物理的相关实验^[168]。

量子霍尔效应^[169]存在于二维电子系统中,这个系统是绝缘的,可是在系统的边缘电子可以定向无耗散的流动,存在手性边缘态,它可以作为量子霍尔物理的一个典型标志。实验人员利用超冷原子^[170-173]对边缘手性流动开展了相关的实验研究,2014年由马普所实验小组构建了梯型光晶格,利用⁸⁷Rb原子的BEC观察了手性流动现象^[173]。2015年,意大利实验小组利用电中性的超冷费米气体,在人造规范场作用下对手性边缘态进行了研究^[170]。2019年王大伟小组首次利用室温条件下的热原子(Cs原子)构建了之字型的超辐射光晶格,通过对比超辐射晶格中两个timed Dicke states的定向超辐射,研究了手性边缘流动^[82]。我们实验小组基于超辐射光晶格通和其他耦合通道实现了锯齿状超辐射晶格,利用⁸⁷Rb原子的BEC开展了手性边缘流动的相关研究。

5.2 实验过程

先前，我们实验室开展了一维超辐射光晶格的实验研究。一维超辐射光晶格的构造方式如下。首先在光阱中成功制备出了 ^{87}Rb BEC，原子数为 5×10^5 ，处于 $|2,2\rangle$ 态。我们选择 ^{87}Rb 原子的 D_1 线(约 795 nm)，构成 Λ 型三能级结构，如图 5.1 所示。探测光用来耦合基态 $|g\rangle$ 和激发态 $|e\rangle$ 。一对功率相对较大的耦合光成 56° 夹角，用来耦合中间态 $|m\rangle$ 态和 $|e\rangle$ ，耦合光和探测光在 BEC 位置处的光斑大小分别为 $280 \mu\text{m}$ 和 $600 \mu\text{m}$ 。通过光学锁相环将耦合光和探测光进行频率锁定。为了构造锯齿状超辐射光晶格，现在引入了一对相应 $|m\rangle$ 态到 $|d\rangle$ 态跃迁蓝失谐 200 MHz 的强耦合光束，构成另一套光晶格。在实验过程中，两种频率的驻波场和探测光场同时作用于 BEC，开启 $80 \mu\text{s}$ ，用 EMCCD（电子倍增电荷耦合装置）对整个过程中原子散射出来的荧光进行搜集。在实验结束后，BEC 就会迅速加热损耗。因此每完成一次实验过程需要重新制备 BEC。

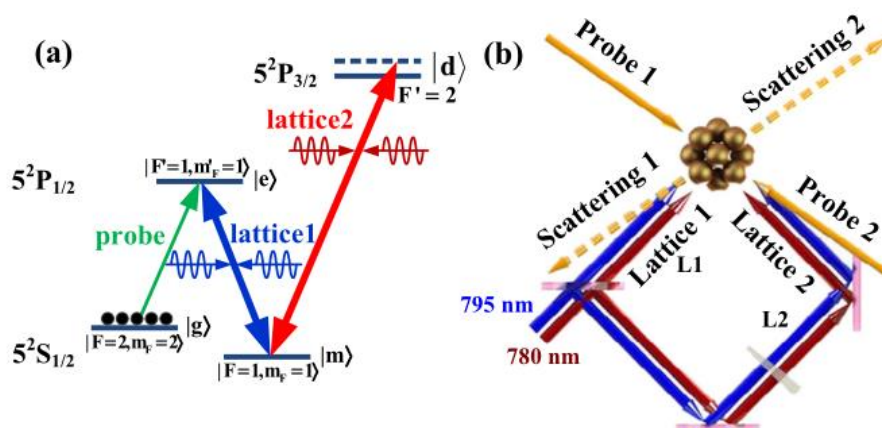


图 5.1 一维 SL 中原子能级和激光结构示意图

注：图 (a) 为 ^{87}Rb 原子 $5^2s_{1/2}$ 到 $5^2p_{1/2}$ 和 $5^2s_{1/2}$ 到 $5^2p_{3/2}$ 能级结构，一对强的耦合激光 (795 nm) 用来形成超辐射光晶格，驱动 $|e\rangle$ 到 $|m\rangle$ 的跃迁。另一对强的的激光(780 nm)相对于 $|m\rangle$ 到 $|d\rangle$ 的能级跃迁蓝失谐 200 MHz，为次近邻耦合提供了条件。弱的探测光来耦合 $|e\rangle$ 到 $|g\rangle$ 的耦合，初始原子制备在基态 $|g\rangle$ 上。

实验上按照如下方式搭建锯齿状超辐射光晶格光路。使用偏振分束棱镜将 780 nm 的激光与 795 nm 耦合激光束组合在一起，同时耦合到了单模保偏光纤中以获得完美的相对空间重叠。合并后的光束由光纤传输出来再次分成两束，并在原子位置处相交形成驻波，在空间位置上保证两个频率光晶格光束完全一致。通过改变图中的楔形棱镜的位置，就可以改变两个晶格的相对相位。然后用两束传播方向相反的

Probe 光分别激发原子，同时在满足超辐射光晶格相位匹配的角度上探测散射的荧光。超辐射相位匹配要求探测光与散射光的夹角为 124° 。每次微小移动楔形棱镜后，分别在图 5.1 (b) 中所示的 Scattering 1 和 Scattering 2 方向上测量散射强度，最后得到了两个相反方向散射曲线。

5.3 实验分析与结果

最开始的超辐射光晶格包括三个能级结构：基态 $|g\rangle$ ，激发态 $|e\rangle$ ，和亚稳态 $|m\rangle$ 。动量空间的一系列 time-Dicke states 被近共振的驻波场耦合，形成了一个一维紧束缚形式的光晶格。在此基础上，引入了第四个能级 $|d\rangle$ 用大失谐的驻波场将它与 $|m\rangle$ 耦合。

当大失谐的光晶格引入以后，有效哈密顿量就可以写成下面的形式：

$$H_f = \sum_q \kappa e^{2i\theta} b_m^\dagger(q - k_{c1} + k_{c2}) b_m(q) + h.c. \quad (5.1)$$

其中 $\kappa = \Omega_f^2 / \Delta$ ， Ω_f 为单束远大失谐驻波耦合场各平面波分量的拉比频率， θ 是大失谐驻波场和近共振驻波耦合场之间的相对空间相位， $b_m^\dagger(q)$ 和 $b_m(q)$ 是产生和湮灭算符。 k_{c1} 和 k_{c2} 是近共振耦合场的波矢量，由于两个驻波耦合光场分别由波长为 780 nm 和 795 nm 光束构成，两者差别不大，因此在理论分析中，我们认为近共振驻波场和大失谐驻波场的波矢相同。原子在动量空间锯齿状超辐射光晶格中跃迁会产生 2θ 的相位差，进而产生了有效的磁通量^[172,174]，如图 5.2 (a) 所示。通过调节两驻波之间的相对空间相位 θ ，可以控制合成磁场的大小和方向。

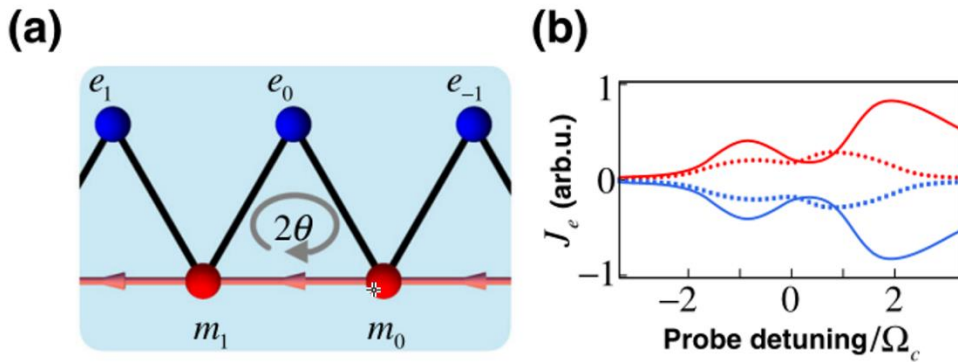


图 5.2 一维锯齿形超辐射晶格的几何结构

对于单个激发总的哈密顿量可以写成紧束缚的形式：

$$H_l = \sum_l \frac{\Delta_c}{2} (|m_l\rangle\langle m_l| - |e_l\rangle\langle e_l|) + \kappa e^{2i\theta} |m_l\rangle\langle m_{l+1}| + (\Omega_r |m_l\rangle\langle e_l| + \Omega_r |e_{l-1}\rangle\langle m_l| + h.c.) \quad (5.2)$$

其中 $\Delta_c = \delta + 2\kappa$, $\delta = \nu_r - \omega_{em}$ 是共振驻波场频率 ν_r 相对于原子能级 ω_{em} 的失谐, Ω_r 是共振场的拉比频率, $|e_l\rangle \equiv |1, k_l\rangle_e |N-1, 0\rangle_g$ 表示有 $N-1$ 个原子具有零动量处于基态 $|g\rangle$, 同时有一个动量为 $\hbar k_l$ 的原子处于激发态 $|e\rangle$, $|m_l\rangle \equiv |1, k_l - k_{c1}\rangle_m |N-1, 0\rangle_g$, 它的定义和 $|e_l\rangle$ 相似, 同时 $k_l = k_p - l(k_{c1} - k_{c2})$, k_p 为探测光场的波矢量, l 为整数。在这个晶格中, 处于 $|e_f\rangle$ 态, 满足 $|k_f| = |k_p|$ 时, 可以通过自发辐射过程放出光子回到基态。在实验上从不同方向对原子团进行探测, 从而测量在 $|e_{+1}\rangle$ 和 $|e_{-1}\rangle$ 两个格点上的原子布居情况, 如图 5.1 (b)。如果原子样品由 Probe 1 (Probe 2) 激发, 那么 $|e_{-1}\rangle$ ($|e_{+1}\rangle$) 为超辐射态, 对应的散射光为 Scattering 1 (Scattering 2)。

在没有大失谐驻波的情况下, 两个探测场产生的超辐射散射谱线是对称的。如图 5.3 (a) 所示。当加入大失谐驻波耦合场时, 相位因子 $e^{2i\theta} \neq \pm 1$ 打破了 $|e_{\pm n}\rangle$ 之间布居数的平衡, 在图 5.2 (a) 中所示动量空间晶格中, 每个锯齿环跃迁包含一个 AB 相位 $\Phi = 2\theta$ 。对于这种准一维晶格, 有效磁场的引入直接导致产生了沿 $|e\rangle$ 和 $|m\rangle$ 边缘的手性电流, 手性边缘流动使得 $|e_{+1}\rangle$ 和 $|e_{-1}\rangle$ 态原子的布居数不相等。

首先研究了仅由共振驻波场耦合 $|e\rangle$ 和 $|m\rangle$ 的散射谱线, 在这种情况下, 得到了普通的一维超辐射光晶格。弱探测场将基态 BEC 激发到 $|e_0\rangle$ 态, 进而耦合到 SL 中的其他动量态。通过扫描探测场的频率, 并保持耦合场的频率不变, 得到了超辐射散射谱线, 谱线中有两个较窄的散射峰, 表征的是一维紧束缚晶格态密度, 如图 5.3 中 (a) 所示。此时分别用 Probe 1 和 Probe 2 激发 BEC 时, Scattering 1 和 Scattering 2 的谱线是相同的。散射谱中两个峰的不对称性是由四波混频过程中相位不匹配引起的^[175]。

当两个驻波耦合场同时作用于 BEC 时, Probe 1 和 Probe 2 的散射谱线将随两个驻波场之间的空间相位的改变而变化。当相位 $\theta = -\pi/2$ 时, 相反方向的散射谱具有相同的线形, 如图 5.3 (a1) 所示, 说明没有发生手性边缘流动过程。 $\theta = -\pi/4$ 时, 超辐射散射 1 大于散射 2, 说明手性边缘流动使得 $|e_{-1}\rangle$ 态的布居数大于 $|e_{+1}\rangle$, 特别是在探测光零失谐附近。当 $\theta = \pi$ 时, Scattering 1 再次等于 Scattering 2, 当 $\theta = \pi/4$ 时, 手性边缘流动方向反向, 超辐射 Scattering 2 大于 Scattering 1。

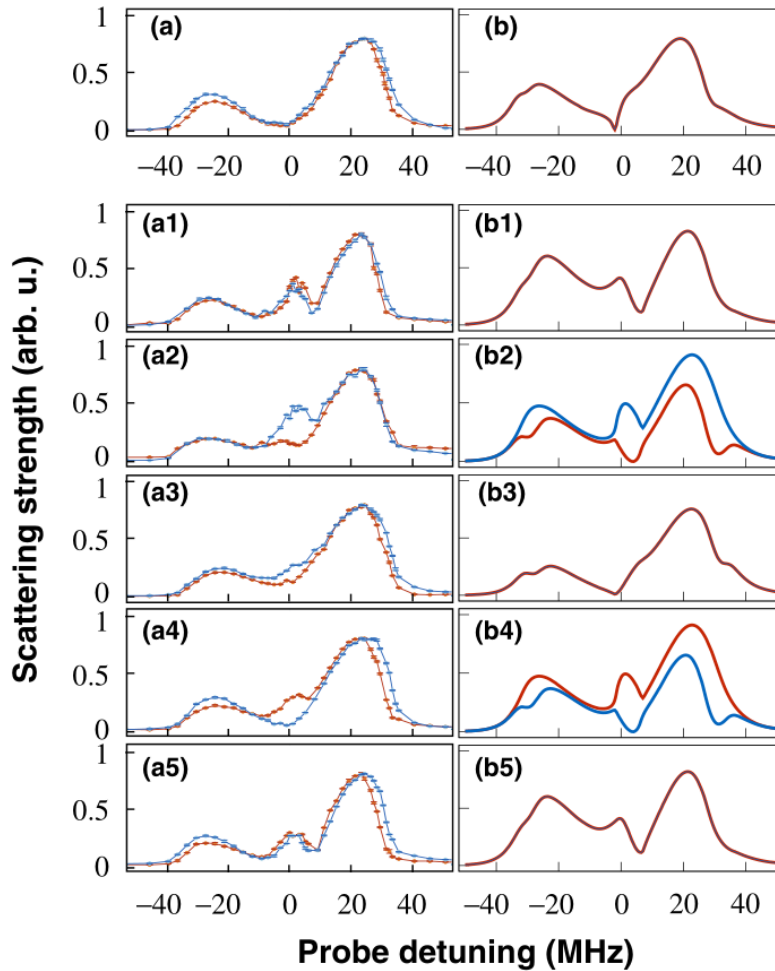


图 5.3 在两个相反方向探测的锯齿状超辐射散射谱线

注: (a) 和 (b) 是仅有共振驻波场的情况。(a1)-(a5) 和 (b1)-(b5) 分别是不同相位 $\theta = -\pi/2, -\pi/4, 0, \pi/4, \pi/2$ 时驻波耦合场的实验数据和数值模拟。红色和蓝色是不同方向探测光测量的谱线。近谐振和远谐振耦合场的功率分别为 $200 \mu\text{W}$ 和 $100 \mu\text{W}$ 。

我们进一步研究了大失谐驻波激光在不同功率下两个相反方向的超辐射光谱与相位 θ 的关系。波长为 795 nm 的激光功率固定在 200 μW 。探测光的失谐被设为零。当波长为 780 nm 的激光功率较低时，两个相反方向的超辐射强度相同，如图 5.4 中 9 (a) 所示。当我们增加远失谐激光的功率时，Scattering 1 和 Scattering 2 之间出现差异，特别是 $\pm\pi/4$ 时，如图 5.4 所示。

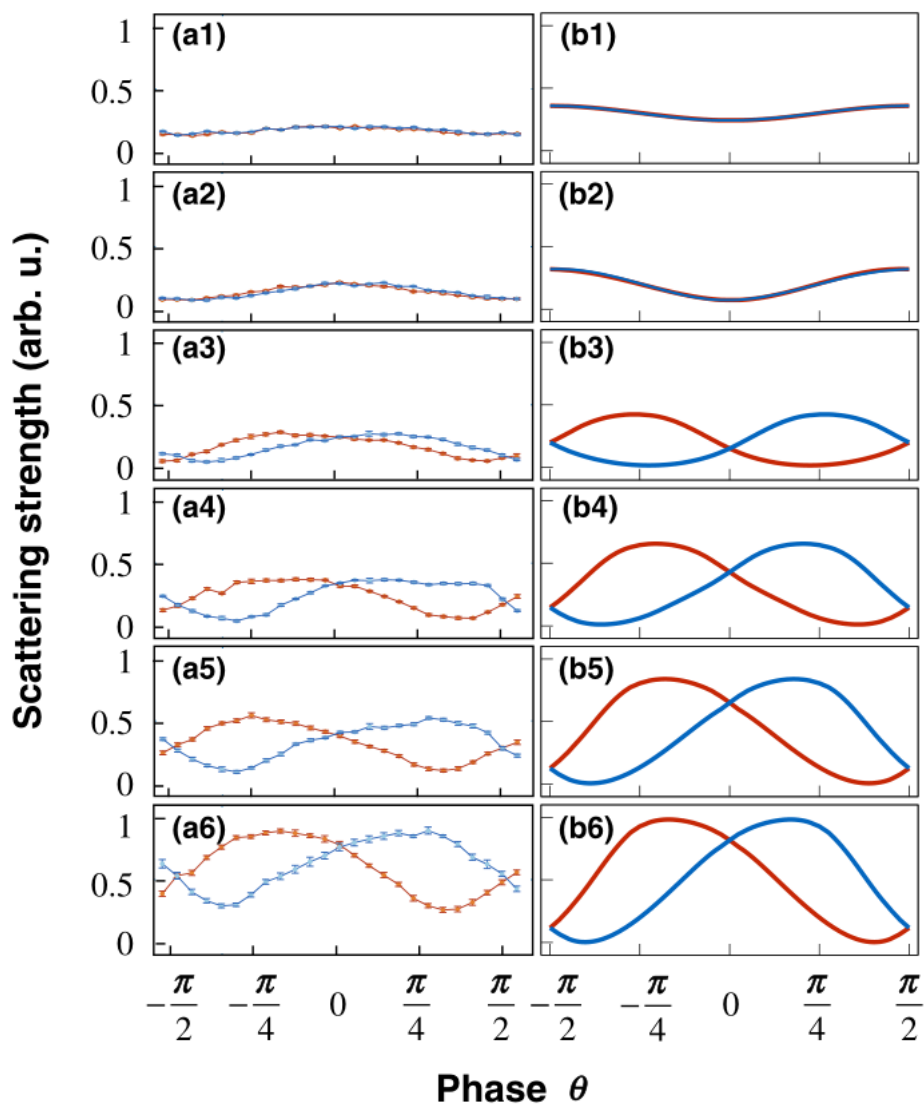


图 5.4 超辐射光谱与 θ 的关系

注：近共振耦合场的激光功率固定在 200 μW ，远谐耦合场的激光功率分别为 10 μW (a1)、20 μW (a2)、40 μW (a3)、60 μW (a4)、80 μW (a5) 和 100 μW (a6)。红色和蓝色表示探测方向相反的测量结果。探测光的频率设为零失谐。

5.4 远失谐光晶格散射实验

在研究了超辐射光晶格之后，开展了光晶格对原子不同调制方式的实验研究。我们使用一束 1064 nm 的激光使其往返对射，在 BEC 位置处形成了干涉图样。分别研究了光晶格对原子的密度调制和相位调制，这两种调制在散射谱线上有很大的区别。图 5.5 是实验过程中选用的能级结构和晶格的两种不同调制方式。

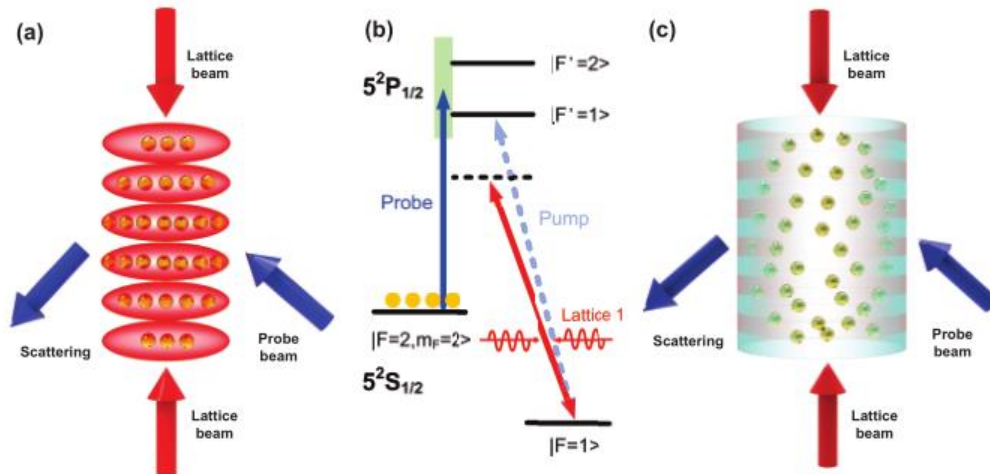


图 5.5 实验方案和能级图

注：图(a)密度调制 BEC 的光晶格、探测光和散射光束示意图。当构成光晶格光束采用线性增加过程时，原子被固定在了 1064 nm 晶格的势阱中。图(b) ^{87}Rb 原子能级图，探测光耦合 $5^2s_{1/2}$ 到 $5^2p_{1/2}$ 之间的跃迁，泵浦光耦合 $|F=1\rangle$ 到 $|F'=1\rangle$ 的跃迁，1064 nm 光束由于具有很大的红失谐，不与任何能级耦合。(c)1064 nm 晶格脉冲作用下的示意图，对应相位调制的情况，不同的颜色代表不同的相位信息。

图 5.5 给出了晶格光束、探测光和布拉格散射光的几何排布。图 5.5 (a) 描述了 ramp 光晶格对 BEC 的密度调制，图 5.5 (c) 描述了脉冲光晶格对 BEC 的相位调制。图 5.5 (b) 显示了探测光和泵浦激光相对于 ^{87}Rb D_1 线对应不同能级的耦合。

一维的 1064 nm 光晶格处于 XY 水平面内，探测光与 1064 nm 光束成 41.6° 的夹角，同时与 XY 水平面成 11° 的夹角。在重力方向施加一个约 1 G 的磁场，为原子在实验过程中提供量子化轴。在满足相位匹配的位置上用 EMCCD 来接受辐射出的荧光。

首先实验上观察了 ^{87}Rb 原子在没有晶格调制下的自发辐射。只用一束功率为 $25\ \mu\text{W}$ 的探测光去照射 ^{87}Rb BEC，激发 $0.5\ \text{ms}$ ，用 EMCCD 记录原子的自发辐射。通过扫描探测光的失谐得到了原子的自发辐射谱线。图 5.6 (a) 显示即使探测光的频率与上面两个激发态能级共振时，原子的自发辐射依旧很弱。分析认为，当探测光和 $|2,2\rangle$ 态原子相互作用时，在作用过程中将原子抽运到了 $|F=1\rangle$ 态。并且在 $0.5\ \text{ms}$ 中的大部分时间里，处于 $|2,2\rangle$ 态的原子布居数很少，所以导致散射出来的荧光很弱。在实验过程中添加了 $|F=1\rangle$ 到 $|F'=1\rangle$ 的泵浦光以后，原子被重新泵浦回到 $|F=2\rangle$ 态，再重复相同的实验过程时，发现当探测光频率再次与上能级共振时，EMCCD 搜集到了较强的共振辐射信号。见图 5.6 (b)。

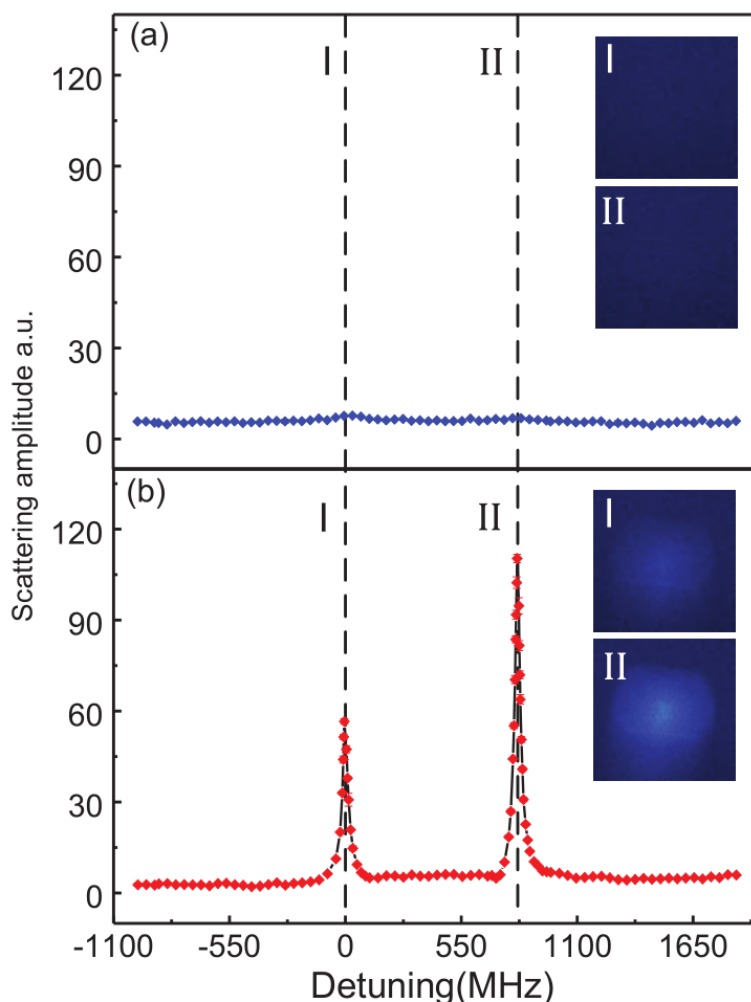


图 5.6 在没有光晶格的情况下，BEC 的自发辐射光谱

注：图(a)仅探测光激发 BEC 时的散射光谱。图(b)泵浦激光和探测光与 BEC 共同作用 $0.5\ \text{ms}$ 得到的散射光谱。插图中的 I 和 II 表示 EMCCD 记录的荧光强度，分别对应 $|F=2\rangle$ 到 $|F'=1\rangle$ 和 $|F=2\rangle$ 到 $|F'=2\rangle$ 跃迁。横轴的失谐频率是探测光相对于 $|F=2\rangle$ 到 $|F'=1\rangle$ 跃迁而言。

探测光和水平面存在 11° 的夹角同时实验过程中的量化场较小使得同时发生 π 和 σ 跃迁的激发成为可能，所以在散射谱中可以看到两个共振能级谱线，和文献^[175]有所区别。图 5.6 中的插图为 EMCCD 记录的荧光强度图像。

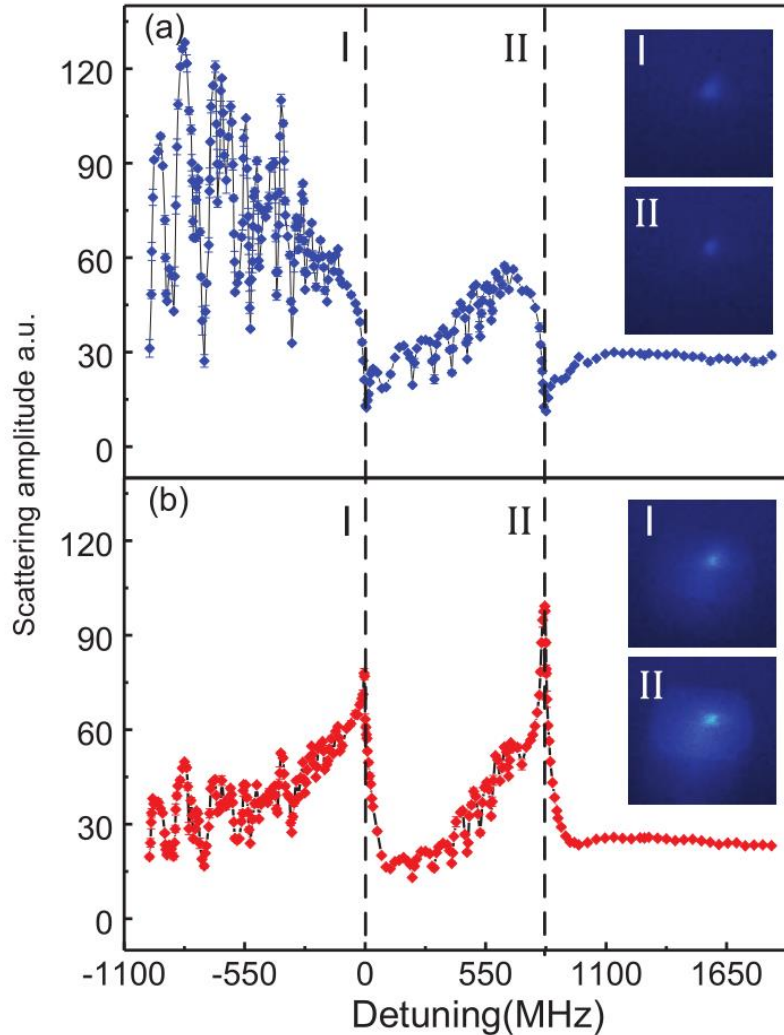


图 5.7 晶格密度调制的 ^{87}Rb BEC 散射谱

注：图(a)探测光和 1064 nm 晶格共同作用的散射光谱。图(b)在图(a)的实验基础上中加入泵浦光的散射光谱。

随后添加了一个 1064 nm 的光学晶格，对原子的密度调制进行了研究，首先在 0.5 ms 内将光学晶格光束的光强度从 0 mW 线性增加到 800 mW，然后再打开探测光 0.5 ms。散射光现在服从布拉格散射条件，不再是 BEC 原子团的自发辐射。同时对比了泵浦光对实验过程的影响，图 5.7 (a) 为无泵浦激光时的布拉格散射，图 5.7 (b) 为有泵浦激光时的光谱。在非共振区域看到的散射损耗，是由于光缔合产生了激发态的 ^{87}Rb 分子造成的^[20]。泵浦光的加入增强了两个原子共振处的散射强度，

但光缔合分子谱线的强度相对减弱了。对比图 5.6 和图 5.7 的插图，可以发现当有密度调制的晶格存在时，图 5.7 中的散射强度图片在大的自发辐射背景下，中间存在一个特别明显的亮点，在泵浦光存在的情况下，亮点更为突出。这个亮点就是由布拉格散射造成的。

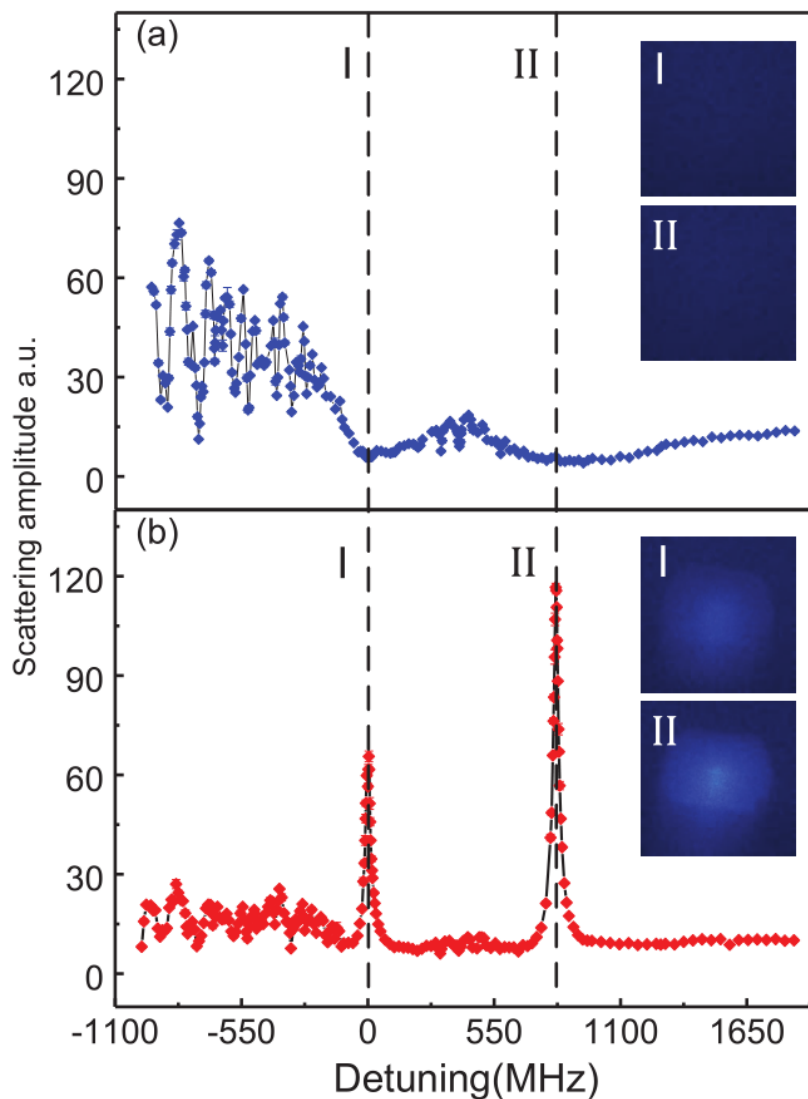


图 5.8 晶格相位调制的 ^{87}Rb BEC 散射谱

注：图(a)和 (b) 分别表示有无泵浦光的情况。

接下来对比 1064 nm 光晶格对原子进行相位调制的情况，即光晶格由脉冲光形式构成。将光晶格光束和探测光同时打开与原子相互作用。散射谱线如图 5.8 所示脉冲晶格只对 BEC 进行了相位调制，原子云的密度分布仍然是均匀平滑的，没有空间周期性变化。图 5.8 的散射强度图像与图 5.6 相似(在原子共振处)。在非共振处由于晶格的调制和分子激发态的存在，仍然观察到了散射荧光。

当密度调制晶格光栅作用到原子团时，原子会被装载到晶格中的各个格点中，原子将会被固定在每个格点^[176]，各个格点之间原子的布居数不发生改变。然而，如果原子由相位光栅晶格调制时，调制相位信息会转化成原子的动量信息，原子的动量会随脉冲晶格与原子的作用时间产生周期性的变化。在实验上我们也观察到了这个现象，如图 5.9 (b)。

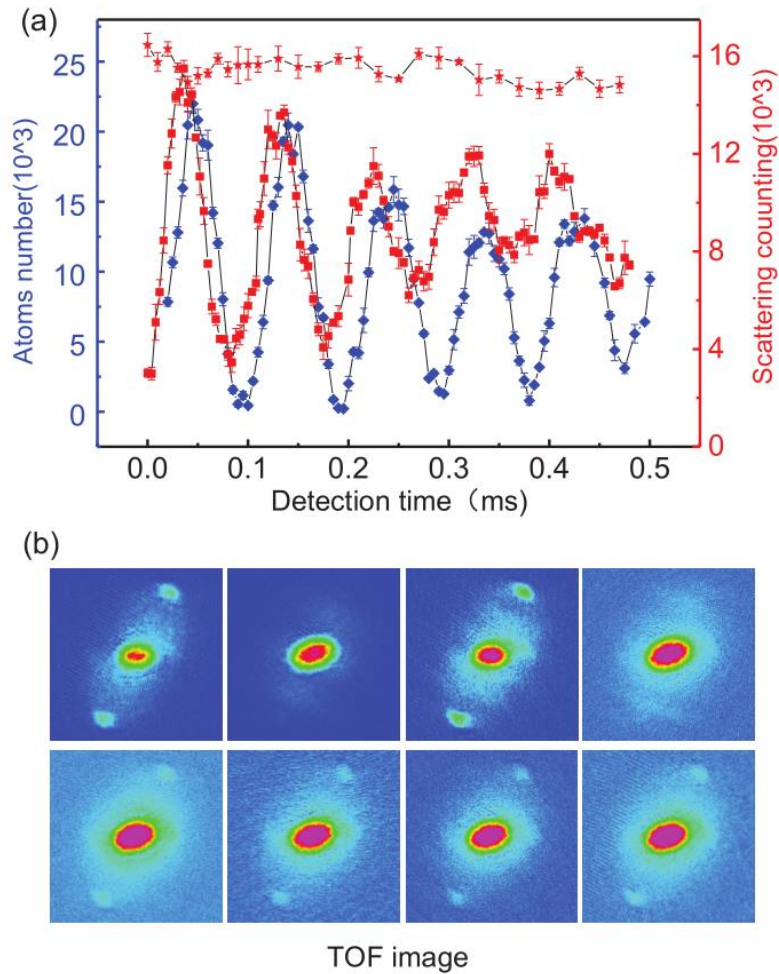


图 5.9 研究了密度调制光晶格和脉冲调制光晶格对 BEC 波函数的影响

在密度调制的情况下，先让 1064 nm 激光线性从 0 mW 增加到 800 mW，然后改变与原子作用的时间，随后开启探测光 0.5 ms，测量散射出的荧光谱线。相对于相位调制的话，改变 1064 nm 激光的脉冲时间，再开启探测光 0.5 ms。得到了在这种情况下散射谱线。图 5.9(a) 中红色和蓝色正方形点线图是在相位调制情况下，测量的散射谱，分别对应没有泵浦光和引入泵浦光的情况。在密度调制下，散射强度不发生变化（对应红色星号线），和理论预想的情况符合的很好。图 5.9 (b) 是通过飞行成像对这个过程的检验。图 5.9 (b) 中，上面一行对应相位调制的情况，

下面一行对应密度调制的情况。可以看出在相位调制的情况下，原子在不同动量态的布居上成周期性变化。

5.5 小结

在本章节首先在一维超辐射光晶格的基础上，构造出了新的锯齿状超辐射晶格，由于它结构的特殊性，引入了散射光谱的非对称性。用相关的理论模型进行了解释，同时在实验上也观察到了这个现象，同时还研究了由空间相位的变化对超辐射谱线的影响。最后对 1064 nm 光晶格的密度调制和相位调制在实验上做了简单的研究。

6 总结与展望

超冷原子气体作为物质存在的第五种相态，有很多独特的性质。对超冷气体的实验研究具有重要的意义。基于超冷原子开展的量子模拟更是推动了包括拓扑物理，原子物理以及凝聚态物理等多个学科领域的发展。

本文内容可以分为以下三个部分：

第一章和第二章可以看作第一部分，对超冷原子气体研究的背景知识和具体的应用做了介绍，让大家对超冷量子气体有了最基本的认识 and 了解，对最近的一些研究工作做了简要的说明。在掌握了基本的研究背景下，对超冷原子制备过程中的基本原理和实验技术详细做了阐述。第三章为独立的第二部分，主要描述了双组分 BECs 制备过程。第三部分由第四章和第五章组成，基于单组分 ^{87}Rb BEC 以及超辐射光晶格开展了相关的实验研究。第二部分和第三部分作为本论文的主要研究内容。

对本文涉及的主要研究内容做出总结：

在第二部分中详细地对实验系统进行了说明。优化了实验装置和系统结构，进而可以从 2D 磁光阱背景气体中俘获更多的原子，另外减少了 ^{87}Rb 和 ^{39}K 原子在 3D 磁光阱装载过程中的光诱导碰撞损耗，提高了在磁光阱中原子的装载数量，为后续冷却过程中提供了足够的原子源。在亚多普勒冷却过程中对 ^{39}K 采用了 Gray Molasses 过程解决了 ^{39}K 激发态能级劈裂较小导致的冷却效率低的问题，使冷却过程可以顺利进行。在转态过程中对两种原子转态顺序的控制，避免了超精细能级自旋交换碰撞的发生，进一步在光阱中对这种损耗机制进行了深入的研究和探索。另外测量了 ^{39}K 与 ^{87}Rb 原子异核和 ^{39}K 原子同核之间的 Feshbach 共振点，为实验上调控异核原子之间和同核原子之间的相互作用提供了有力手段。最后在光阱中经过蒸发冷却成功制备出了处于 $|1,1\rangle$ 态双组分的 BECs，为以后异核量子液滴的实验研究奠定了实验基础。

第三部分实验研究又可以分为两方面内容：利用时间关联单光子系统，对超辐射光晶格中的超辐射和亚辐射现象展开了研究。对超辐射和亚辐射进行了简单的介绍，同时回顾了一维超辐射的理论模型和构造过程。在实验过程中通过改变超辐射耦合光的功率和失谐对超辐射衰减曲线进行了详细研究，通过数据模拟得出了亚辐射过程是产生散射光子时间衰减曲线振荡的主要原因，这一实验研究为制备和观察亚辐射态提供了一种方法。此外，在一维超辐射光晶格的基础上引入了另外的大失

谐光晶格，构成了动量空间的锯齿状超辐射光晶格。发现了两个晶格之间空间相位变化会引起边缘手性流动现象。对数据的进一步分析对超辐射散射谱做了合理分析和解释，边缘手性流动现象的探索对量子霍尔效应的研究和发展有重要意义。

西班牙和意大利的实验小组已经利用 ^{39}K 两个不同自旋态实现了量子液滴，目前我们已经成功制备出了 ^{87}Rb 和 ^{39}K 的双组分 BECs，同时对两种原子的磁场 Feshbach 共振点已经非常熟悉，未来可以使用 Feshbach 共振技术来调节双组分原子之间的相互作用，进而展开对 ^{87}Rb 和 ^{39}K 异核量子液滴的实验工作。另外，我们可以利用一维超辐射光晶格以及时间关联计数技术，通过控制激光与超冷原子作用的时序过程，进一步实现对超辐射和亚辐射过程的调控。在锯齿状超辐射光晶格的基础上可以构建更高维度的光学晶格，开展拓扑物理有关的实验研究。

参考文献

- [1]BOSE. Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese[J]. Zeitschrift for Physik, 1924, 26(1): 178-181.
- [2]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.
- [3]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): 3969-3973.
- [4]KAMERLINGH ONNES H. The resistance of pure mercury at helium temperatures[J]. Commun. Phys. Lab. Univ. Leiden, b, 1911, 120.
- [5]ALLEN J F, MISENER A D. Flow of liquid helium II[J]. Nature, 1938, 141(3558): 75-75.
- [6]DEMARCO B, JIN D S. Onset of Fermi degeneracy in a trapped atomic gas[J]. Science, 1999, 285(5434): 1703-1706.
- [7]TRUSCOTT A G, STRECKER K E, MCALEXANDER W I, et al. Observation of Fermi pressure in a gas of trapped atoms[J]. Science, 2001, 291(5513): 2570-2572.
- [8]REGAL C A, GREINER M, JIN D S. Observation of resonance condensation of Fermionic atom pairs[J]. Physical Review Letters, 2004, 92(4): 040403.
- [9]NIKUNI T, OSHIKAWA M, OOSAWA A, et al. Bose-Einstein condensation of dilute magnons in TlCuCl_3 [J]. Physical Review Letters, 2000, 84(25): 5868-5871.
- [10]DEMOKRITOV S O, DEMIDOV V E, DZYAPKO O, et al. Bose-Einstein condensation of quasi-equilibrium magnons at room temperature under pumping[J]. Nature, 2006, 443(7110): 430-433.
- [11]BALILI R, HARTWELL V, SNOKE D, et al. Bose-Einstein condensation of microcavity polaritons in a trap[J]. Science, 2007, 316(5827): 1007-1010.
- [12]KASPRZAK J, RICHARD M, KUNDERMANN S, et al. Bose-Einstein condensation of exciton polaritons[J]. Nature, 2006, 443(7110): 409-414.
- [13]GIORGINI S, PITAEVSKII L P, STRINGARI S. Theory of ultracold atomic Fermi gases[J]. Reviews of Modern Physics, 2008, 80(4): 1215-1274.

- [14]WANG P, YU Z-Q, FU Z, et al. Spin-orbit coupled degenerate Fermi gases[J]. Physical Review Letters, 2012, 109(9): 095301.
- [15]GALITSKI V, SPIELMAN I B. Spin-orbit coupling in quantum gases[J]. Nature, 2013, 494(7435): 49-54.
- [16]WANG D-W, LIU R-B, ZHU S-Y, et al. Superradiance Lattice[J]. Physical Review Letters, 2015, 114(4): 043602.
- [17]CHEN L, WANG P, MENG Z, et al. Experimental observation of one-dimensional superradiance lattices in ultracold atoms[J]. Physical Review Letters, 2018, 120(19): 193601.
- [18]WANG P, CHEN L, MI C, et al. Synthesized magnetic field of a sawtooth superradiance lattice in Bose-Einstein condensates[J]. npj Quantum Information, 2020, 6(1): 18.
- [19]LIU Y, HU M-G, NICHOLS M A, et al. Photo-excitation of long-lived transient intermediates in ultracold reactions[J]. Nature Physics, 2020, 16(11): 1132-1136.
- [20]NAWAZ K S, CHEN L, MI C, et al. Photoassociation spectroscopy of weakly bound $^{87}\text{Rb}_2$ molecules near the $5P_{1/2}+5S_{1/2}$ threshold by optical bragg scattering in Bose-Einstein condensates[J]. Physical Review A, 2020, 102(5): 053326.
- [21]BOHN J L, REY A M, YE J. Cold molecules: Progress in quantum engineering of chemistry and quantum matter[J]. Science, 2017, 357(6355): 1002-1010.
- [22]OSPELKAUS S, NI K-K, WANG D, et al. Quantum-State controlled chemical reactions of ultracold potassium-rubidium molecules[J]. Science, 2010, 327(5967): 853-857.
- [23]PARK J W, WILL S A, ZWIERLEIN M W. Ultracold dipolar gas of fermionic ^{23}Na - ^{40}K molecules in their absolute ground state[J]. Physical Review Letters, 2015, 114(20): 205302.
- [24]SCHIROTZEK A, WU C-H, SOMMER A, et al. Observation of Fermi polarons in a tunable Fermi liquid of ultracold atoms[J]. Physical Review Letters, 2009, 102(23): 230402.
- [25]KOHSTALL C, ZACCANTI M, JAG M, et al. Metastability and coherence of repulsive polarons in a strongly interacting Fermi mixture[J]. Nature, 2012, 485(7400): 615-618.

- [26]YAN Z Z, NI Y, ROBENS C, et al. Bose polarons near quantum criticality[J]. Science, 2020, 368(6487): 190-194.
- [27]FERRIER-BARBUT I, DELEHAYE M, LAURENT S, et al. A mixture of Bose and Fermi superfluids[J]. Science, 2014, 345(6200): 1035-1038.
- [28]WANG F, LI X, XIONG D, et al. A double species ^{23}Na and ^{87}Rb Bose–Einstein condensate with tunable miscibility via an interspecies Feshbach resonance[J]. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 2015, 49(1): 015302.
- [29]WACKER L, JØRGENSEN N B, BIRKMOSE D, et al. Tunable dual-species Bose-Einstein condensates of ^{39}K and ^{87}Rb [J]. Physical Review A, 2015, 92(5): 053602.
- [30]SCHULZE T A, HARTMANN T, VOGES K K, et al. Feshbach spectroscopy and dual-species Bose-Einstein condensation of ^{23}Na - ^{39}K mixtures[J]. Physical Review A, 2018, 97(2): 023623.
- [31]BOESTEN H M J M, VOGELS J M, TEMPELAARS J G C, et al. Properties of cold collisions of ^{39}K atoms and of ^{41}K atoms in relation to Bose-Einstein condensation[J]. Physical Review A, 1996, 54(5): R3726-R3729.
- [32]MODUGNO G, MODUGNO M, RIBOLI F, et al. Two atomic species superfluid[J]. Physical Review Letters, 2002, 89(19): 190404.
- [33]PASQUIOU B, BAYERLE A, TZANOVA S M, et al. Quantum degenerate mixtures of strontium and rubidium atoms[J]. Physical Review A, 2013, 88(2): 023601.
- [34]TRAUTMANN A, ILZHÖFER P, DURASTANTE G, et al. Dipolar quantum mixtures of Erbium and Dysprosium atoms[J]. Physical Review Letters, 2018, 121(21): 213601.
- [35]LERCHER A D, TAKEKOSHI T, DEBATIN M, et al. Production of a dual-species Bose-Einstein condensate of Rb and Cs atoms[J]. The European Physical Journal D, 2011, 65(1): 3-9.
- [36]MCCARRON D J, CHO H W, JENKIN D L, et al. Dual-species Bose-Einstein condensate of ^{87}Rb and ^{133}Cs [J]. Physical Review A, 2011, 84(1): 011603.
- [37]WILLIAMSON R S, WALKER T. Magneto-optical trapping and ultracold collisions of potassium atoms[J]. Journal of the Optical Society of America B, 1995, 12(8): 1393-1397.

- [38]SANTOS M S, NUSSENZVEIG P, MARCASSA L G, et al. Simultaneous trapping of two different atomic species in a vapor-cell magneto-optical trap[J]. *Physical Review A*, 1995, 52(6): R4340-R4343.
- [39]FORT C, BAMBINI A, CACCIAPUOTI L, et al. Cooling mechanisms in potassium magneto-optical traps[J]. *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, 1998, 3(2): 113-118.
- [40]SANTOS M, ANTUNES A, NUSSENZVEIG P, et al. Intensity dependence of the collisional loss rate for potassium-39 atoms in a vapor cell MOT[J]. *Laser Physics*, 1998, 8(4): 880-884.
- [41]BOESTEN H M J M, VOGELS J M, TEMPELAARS J G C, et al. Properties of cold collisions of ^{39}K atoms and of ^{41}K atoms in relation to Bose-Einstein condensation[J]. *Physical Review A*, 1996, 54(5): R3726-R3729.
- [42]BOHN J L, BURKE J P, GREENE C H, et al. Collisional properties of ultracold potassium: Consequences for degenerate Bose and Fermi gases[J]. *Physical Review A*, 1999, 59(5): 3660-3664.
- [43]PREVEDELLI M, CATALIOTTI F S, CORNELL E A, et al. Trapping and cooling of potassium isotopes in a double-magneto-optical-trap apparatus[J]. *Physical Review A*, 1999, 59(1): 886-888.
- [44]FERRARI G, INGUSCIO M, JASTRZEBSKI W, et al. Collisional properties of ultracold K-Rb mixtures[J]. *Physical Review Letters*, 2002, 89(5): 053202.
- [45]MODUGNO G, ROATI G, INGUSCIO M, et al. Comparative investigation of ^{39}K and ^{40}K trap loss rates: alternative loss channel at low light intensities[J]. *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, 2003, 23(3): 409-413.
- [46]BANERJEE A, NATARAJAN V. Absolute-frequency measurements of the D_2 line and fine-structure interval in ^{39}K [J]. *Physical Review A*, 2004, 70(5): 052505.
- [47]CATANI J, MAIOLI P, DE SARLO L, et al. Intense slow beams of bosonic potassium isotopes[J]. *Physical Review A*, 2006, 73(3): 033415.
- [48]FERLAINO F, D'ERRICO C, ROATI G, et al. Feshbach spectroscopy of a K-Rb atomic mixture[J]. *Physical Review A*, 2006, 73(4): 040702.
- [49]DE SARLO L, MAIOLI P, BARONTINI G, et al. Collisional properties of

- sympathetically cooled ^{39}K [J]. *Physical Review A*, 2007, 75(2): 022715.
- [50]D'ERRICO C, ZACCANTI M, FATTORI M, et al. Feshbach resonances in ultracold ^{39}K [J]. *New Journal of Physics*, 2007, 9(7): 223-223.
- [51]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.
- [52]MODUGNO G, FERRARI G, ROATI G, et al. Bose-Einstein condensation of Potassium atoms by sympathetic cooling[J]. *Science*, 2001, 294(5545): 1320-1322.
- [53]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.
- [54]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): 1687-1690.
- [55]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.
- [56]GERTON J M, STREKALOV D, PRODAN I, et al. Direct observation of growth and collapse of a Bose-Einstein condensate with attractive interactions[J]. *Nature*, 2000, 408(6813): 692-695.
- [57]SACKETT C A, GERTON J M, WELLING M, et al. Measurements of collective collapse in a Bose-Einstein condensate with attractive interactions[J]. *Physical Review Letters*, 1999, 82(5): 876-879.
- [58]MÜLLER S, BILLY J, HENN E A L, et al. Stability of a dipolar Bose-Einstein condensate in a one-dimensional lattice[J]. *Physical Review A*, 2011, 84(5): 053601.
- [59]THALHAMMER G, BARONTINI G, DE SARLO L, et al. Double species Bose-Einstein condensate with tunable interspecies interactions[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(21): 210402.
- [60]THALHAMMER G, BARONTINI G, CATANI J, et al. Collisional and molecular spectroscopy in an ultracold Bose-Bose mixture[J]. *New Journal of Physics*, 2009, 11(5): 055044.
- [61]CAMPBELL R L D, SMITH R P, TAMMUZ N, et al. Efficient production of large ^{39}K Bose-Einstein condensates[J]. *Physical Review A*, 2010, 82(6): 063611.
- [62]SALOMON G, FOUCHÉ L, LEPOUTRE S, et al. All-optical cooling of ^{39}K to

- Bose-Einstein condensation[J]. *Physical Review A*, 2014, 90(3): 033405.
- [63] 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.
- [64] MOORE G E. Cramming more components onto integrated circuits[J]. *Proceedings of the IEEE*, 1998, 86(1): 82-85.
- [65] PENROSE O, ONSAGER L. Bose-Einstein condensation and liquid helium[J]. *Physical Review*, 1956, 104(3): 576-584.
- [66] GLENDENNING N K. Compact stars: Nuclear physics, particle physics and general relativity[M]. Springer Science & Business Media, 2012.
- [67] FEYNMAN R P. Simulating physics with computers[J]. *Int. j. Theor. phys*, 1982, 21(6/7).
- [68] GEORGESCU I M, ASHHAB S, NORI F. Quantum simulation[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2014, 86(1): 153-185.
- [69] LIN Y J, JIMÉNEZ-GARCÍA K, SPIELMAN I B. Spin-orbit-coupled Bose-Einstein condensates[J]. *Nature*, 2011, 471(7336): 83-86.
- [70] HUANG L, MENG Z, WANG P, et al. Experimental realization of two-dimensional synthetic spin-orbit coupling in ultracold Fermi gases[J]. *Nature Physics*, 2016, 12(6): 540-544.
- [71] CHEUK L W, SOMMER A T, HADZIBABIC Z, et al. Spin-injection spectroscopy of a spin-orbit coupled Fermi gas[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 109(9): 095302.
- [72] WU Z, ZHANG L, SUN W, et al. Realization of two-dimensional spin-orbit coupling for Bose-Einstein condensates[J]. *Science*, 2016, 354(6308): 83-88.
- [73] WANG Z-Y, CHENG X-C, WANG B-Z, et al. Realization of an ideal Weyl semimetal band in a quantum gas with 3D spin-orbit coupling[J]. *Science*, 2021, 372(6539): 271-276.
- [74] LABURTHE-TOLRA B. A strange kind of liquid[J]. *Nature*, 2016, 539(7628): 176-177.
- [75] PETROV D S. Quantum mechanical stabilization of a collapsing Bose-Bose mixture[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 115(15): 155302.
- [76] FERRIER-BARBUT I, KADAU H, SCHMITT M, et al. Observation of quantum droplets in a strongly dipolar Bose gas[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 116(21):

- 215301.
- [77]SEMEGHINI G, FERIOLI G, MASI L, et al. Self-bound quantum droplets of atomic mixtures in free space[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 120(23): 235301.
- [78]D'ERRICO C, BURCHIANTI A, PREVEDELLI M, et al. Observation of quantum droplets in a heteronuclear bosonic mixture[J]. *Physical Review Research*, 2019, 1(3): 033155.
- [79]BLOCH I, GREINER M. Exploring quantum matter with ultracold atoms in optical lattices[J]. *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*, 2005, 52: 1-47.
- [80]ROM T, BEST T, MANDEL O, et al. State selective production of molecules in optical lattices[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 93(7): 073002.
- [81]OSPELKAUS C, OSPELKAUS S, HUMBERT L, et al. Ultracold heteronuclear molecules in a 3D optical lattice[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 97(12): 120402.
- [82]CAI H, LIU J, WU J, et al. Experimental observation of momentum-Space chiral edge currents in room-temperature atoms[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 122(2): 023601.
- [83]PHILLIPS W D. Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms[J]. *Reviews of Modern Physics*, 1998, 70(3): 721-741.
- [84]COHEN-TANNOUDJI C N. Nobel Lecture: Manipulating atoms with photons[J]. *Reviews of Modern Physics*, 1998, 70(3): 707-719.
- [85]CHU S. Nobel Lecture: The manipulation of neutral particles[J]. *Reviews of Modern Physics*, 1998, 70(3): 685-706.
- [86]PHILLIPS W D, METCALF H. Laser deceleration of an atomic beam[J]. *Physical Review Letters*, 1982, 48(9): 596-599.
- [87]RAAB E L, PRENTISS M, CABLE A, et al. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure[J]. *Physical Review Letters*, 1987, 59(23): 2631-2634.
- [88]CHU S, HOLLBERG L, BJORKHOLM J E, et al. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure[J]. *Physical Review Letters*, 1985, 55(1): 48-51.
- [89]SESKO D, FAN C G, WIEMAN C E. Production of a cold atomic vapor using diode-laser cooling[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1988, 5(6): 1225-1227.

- [90]ARLT J J, MARAGÒ O, WEBSTER S, et al. A pyramidal magneto-optical trap as a source of slow atoms[J]. *Optics Communications*, 1998, 157(1): 303-309.
- [91]卫栋. ^{87}Rb - ^{40}K 玻色费米混和气体磁光阱的实验研究[D]. 山西: 山西大学, 2007.
- [92]陈海霞. ^{87}Rb - ^{40}K 玻色费米混和气体量子简并的实现[D]. 山西: 山西大学, 2009.
- [93]熊德智. ^{87}Rb 和 ^{40}K 玻色费米量子简并混合气体在磁阱和光阱中的操控[D]. 山西大学: 山西大学, 2010.
- [94]王鹏军. 超冷玻色费米气体的集体原子反冲行为和 Feshbach 共振[D]. 山西大学: 山西大学, 2011.
- [95]STEANE A M, FOOT C J. Laser cooling below the doppler limit in a magneto-optical trap[J]. *Europhysics Letters (EPL)*, 1991, 14(3): 231-236.
- [96]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): 2253-2256.
- [97]ANDERSON M H, PETRICH W, ENSHER J R, et al. Reduction of light-assisted collisional loss rate from a low-pressure vapor-cell trap[J]. *Physical Review A*, 1994, 50(5): R3597-R3600.
- [98]TOWNSEND C G, EDWARDS N H, ZETIE K P, et al. High-density trapping of cesium atoms in a dark magneto-optical trap[J]. *Physical Review A*, 1996, 53(3): 1702-1714.
- [99]RADWELL N, WALKER G, FRANKE-ARNOLD S. Cold-atom densities of more than 10^{12} cm^{-3} in a holographically shaped dark spontaneous-force optical trap[J]. *Physical Review A*, 2013, 88(4): 043409.
- [100]NEMITZ N, BAUMER F, MÜNCHOW F, et al. Production of heteronuclear molecules in an electronically excited state by photoassociation in a mixture of ultracold Yb and Rb[J]. *Physical Review A*, 2009, 79(6): 061403.
- [101]DUTTA S, ALTAF A, LORENZ J, et al. Interspecies collision-induced losses in a dual species ^7Li - ^{85}Rb magneto-optical trap[J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2014, 47(10): 105301.
- [102]SCHLÖDER U, ENGLER H, SCHÜNEMANN U, et al. Cold inelastic collisions between lithium and cesium in a two-species magneto-optical trap[J]. *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, 1999, 7(3):

- 331-340.
- [103]MARCASSA L G, TELLES G D, MUNIZ S R, et al. Collisional losses in a K-Rb cold mixture[J]. *Physical Review A*, 2000, 63(1): 013413.
- [104]GRYNBERG G, COURTOIS J Y. Proposal for a magneto-optical lattice for trapping atoms in nearly-dark states[J]. *Europhysics Letters (EPL)*, 1994, 27(1): 41-46.
- [105]WEIDEMÜLLER M, ESSLINGER T, OL'SHANII M A, et al. A novel scheme for efficient cooling below the photon recoil limit[J]. *EPL (Europhysics Letters)*, 1994, 27(2): 109.
- [106]SALOMON G, FOUCHÉ L, WANG P, et al. Gray-molasses cooling of ^{39}K to a high phase-space density[J]. *EPL (Europhysics Letters)*, 2013, 104(6): 63002.
- [107]SHI Z, LI Z, WANG P, et al. Sub-doppler laser cooling of ^{23}Na in gray molasses on the D₂ Line[J]. *Chinese Physics Letters*, 2018, 35(12): 123701.
- [108]SIEVERS F, KRETZSCHMAR N, FERNANDES D R, et al. Simultaneous sub-doppler laser cooling of fermionic ^6Li and ^{40}K on the D₁ line: Theory and experiment[J]. *Physical Review A*, 2015, 91(2): 023426.
- [109]GRIER A T, FERRIER-BARBUT I, REM B S, et al. Λ -enhanced sub-doppler cooling of lithium atoms in D₁ gray molasses[J]. *Physical Review A*, 2013, 87(6): 063411.
- [110]COLZI G, DURASTANTE G, FAVA E, et al. Sub-doppler cooling of sodium atoms in gray molasses[J]. *Physical Review A*, 2016, 93(2): 023421.
- [111]RIO FERNANDES D, SIEVERS F, KRETZSCHMAR N, et al. Sub-doppler laser cooling of fermionic ^{40}K atoms in three-dimensional gray optical molasses[J]. *EPL (Europhysics Letters)*, 2012, 100(6): 63001.
- [112]CHEN H-Z, YAO X-C, WU Y-P, et al. Production of large ^{41}K Bose-Einstein condensates using D₁ gray molasses[J]. *Physical Review A*, 2016, 94(3): 033408.
- [113]BRUCE G D, HALLER E, PEAUDECERF B, et al. Sub-doppler laser cooling of ^{40}K with raman gray molasses on the D₂ line[J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2017, 50(9): 095002.
- [114]ROSI S, BURCHIANTI A, CONCLAVE S, et al. Λ -enhanced grey molasses on the D₂ transition of rubidium-87 atoms[J]. *Scientific Reports*, 2018, 8(1): 1301.

- [115]HSIAO Y-F, LIN Y-J, CHEN Y-C. Λ -enhanced gray-molasses cooling of cesium atoms on the D_2 line[J]. *Physical Review A*, 2018, 98(3): 033419.
- [116]FERNANDES D R. Trapping and cooling of fermionic alkali atoms to quantum degeneracy. Sub-doppler cooling of Potassium-40 and Lithium-6 in gray molasses[D]. Université Pierre et Marie Curie, 2014.
- [117]TAMMUZ N. Thermodynamics of ultracold ^{39}K atomic Bose gases with tuneable interactions[D]. University of Cambridge, 2012.
- [118]SUKUMAR C V, BRINK D M. Spin-flip transitions in a magnetic trap[J]. *Physical Review A*, 1997, 56(3): 2451-2454.
- [119]XIONG D, WANG P, FU Z, et al. Transport of Bose-Einstein condensate in QUIC trap and separation of trapping spin states[J]. *Optics Express*, 2010, 18(2): 1649-1656.
- [120]陈良超, 孟增明, 王鹏军. ^{87}Rb 玻色-爱因斯坦凝聚体的快速实验制备[J]. *物理学报*, 2016, 65(8): 083701.
- [121]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: 山西大学, 2018.
- [122]CATANI J. A New Apparatus for ultracold K-Rb Bose-Bose atomic mixtures[D]. PhD thesis, Università degli studi di Firenze, 2006.
- [123]HESS H F. Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen[J]. *Physical Review B*, 1986, 34(5): 3476-3479.
- [124]MASUHARA N, DOYLE J M, SANDBERG J C, et al. Evaporative cooling of Spin-polarized atomic hydrogen[J]. *Physical Review Letters*, 1988, 61(8): 935-938.
- [125]杨广玉, 陈良超, 米成栋, 等. 玻色爱因斯坦凝聚体中电磁诱导透明和电磁诱导吸收的研究[J]. *量子光学学报*, 2018, 24(2): 156-163.
- [126]DIECKMANN K, SPREEUW R J C, WEIDEMÜLLER M, et al. Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms[J]. *Physical Review A*, 1998, 58(5): 3891-3895.
- [127]WANG H, GOULD P L, STWALLEY W C. Photoassociative spectroscopy of ultracold ^{39}K atoms in a high-density vapor-cell magneto-optical trap[J]. *Physical Review A*, 1996, 53(3): R1216-R1219.
- [128]LANDINI M, ROY S, CARCAGNÍ L, et al. Sub-doppler laser cooling of potassium

- atoms[J]. *Physical Review A*, 2011, 84(4): 043432.
- [129]NATH D, EASWARAN R K, RAJALAKSHMI G, et al. Quantum-interference-enhanced deep sub-doppler cooling of ^{39}K atoms in gray molasses[J]. *Physical Review A*, 2013, 88(5): 053407.
- [130]ALTIN P A, DENNIS G R, MCDONALD G D, et al. Collapse and three-body loss in a ^{85}Rb Bose-Einstein condensate[J]. *Physical Review A*, 2011, 84(3): 033632.
- [131]OSPELKAUS C, OSPELKAUS S, SENGSTOCK K, et al. Interaction-driven dynamics of ^{40}K - ^{87}Rb Fermion-Boson gas mixtures in the large-particle-number limit[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96(2): 020401.
- [132]SIMONI A, ZACCANTI M, D'ERRICO C, et al. Near-threshold model for ultracold KRb dimers from interisotope Feshbach spectroscopy[J]. *Physical Review A*, 2008, 77(5): 052705.
- [133]FESHBACH H. Unified theory of nuclear reactions[J]. *Annals of Physics*, 1958, 5(4): 357-390.
- [134]INOUE S, ANDREWS M R, STENGER J, et al. Observation of Feshbach resonances in a Bose-Einstein condensate[J]. *Nature*, 1998, 392(6672): 151-154.
- [135]CHIN C, GRIMM R, JULIENNE P, et al. Feshbach resonances in ultracold gases[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2010, 82(2): 1225-1286.
- [136]CUI Y, DENG M, YOU L, et al. Broad Feshbach resonances in ultracold alkali-metal systems[J]. *Physical Review A*, 2018, 98(4): 042708.
- [137]GERKEN M, TRAN B, HÄFNER S, et al. Observation of dipolar splittings in high-resolution atom-loss spectroscopy of ^6Li p-wave Feshbach resonances[J]. *Physical Review A*, 2019, 100(5): 050701.
- [138]GRÖBNER M, WEINMANN P, KIRILOV E, et al. Observation of interspecies Feshbach resonances in an ultracold ^{39}K - ^{133}Cs mixture and refinement of interaction potentials[J]. *Physical Review A*, 2017, 95(2): 022715.
- [139]DICKE R H. Coherence in spontaneous radiation processes[J]. *Physical Review*, 1954, 93(1): 99-110.
- [140]GROSS M, HAROCHE S. Superradiance: An essay on the theory of collective spontaneous emission[J]. *Physics Reports*, 1982, 93(5): 301-396.
- [141]SKRIBANOWITZ N, HERMAN I P, MACGILLIVRAY J C, et al. Observation of

- Dicke superradiance in optically pumped HF gas[J]. *Physical Review Letters*, 1973, 30(8): 309-312.
- [142]GROSS M, FABRE C, PILLET P, et al. Observation of near-infrared Dicke superradiance on cascading transitions in atomic sodium[J]. *Physical Review Letters*, 1976, 36(17): 1035-1038.
- [143]SCULLY M O, FRY E S, OOI C H R, et al. Directed spontaneous emission from an extended ensemble of N atoms: Timing is everything[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96(1): 010501.
- [144]SCULLY M O, SVIDZINSKY A A. The super of superradiance[J]. *Science*, 2009, 325(5947): 1510-1511.
- [145]BIENAIMÉ T, BACHELARD R, PIOVELLA N, et al. Cooperativity in light scattering by cold atoms[J]. *Fortschritte der Physik*, 2013, 61(2-3): 377-392.
- [146]DE OLIVEIRA R A, MENDES M S, MARTINS W S, et al. Single-photon superradiance in cold atoms[J]. *Physical Review A*, 2014, 90(2): 023848.
- [147]ORTIZ-GUTIÉRREZ L, MUÑOZ-MARTÍNEZ L F, BARROS D F, et al. Experimental Fock-State superradiance[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 120(8): 083603.
- [148]TIGHINEANU P, DAVEAU R S, LEHMANN T B, et al. Single-Photon superradiance from a quantum dot[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 116(16): 163604.
- [149]BOHNET J G, CHEN Z, WEINER J M, et al. A steady-state superradiant laser with less than one intracavity photon[J]. *Nature*, 2012, 484(7392): 78-81.
- [150]NORCIA M A, WINCHESTER M N, CLINE J R K, et al. Superradiance on the millihertz linewidth strontium clock transition[J]. *Science Advances*, 2016, 2(10): e1601231.
- [151]CARMELE A. Storing light in the dark[J]. *Physics*, 2016, 9: 20.
- [152]GUERIN W, ARAÚJO M O, KAISER R. Subradiance in a large cloud of cold atoms[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 116(8): 083601.
- [153]BROMLEY S L, ZHU B, BISHOF M, et al. Collective atomic scattering and motional effects in a dense coherent medium[J]. *Nature Communications*, 2016, 7(1): 11039.

- [154]ARAÚJO M O, KREŠIĆ I, KAISER R, et al. Superradiance in a large and dilute cloud of cold atoms in the linear-optics regime[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 117(7): 073002.
- [155]BIENAIMÉ T, PIOVELLA N, KAISER R. Controlled Dicke subradiance from a large cloud of two-level systems[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108(12): 123602.
- [156]HE Y, JI L, WANG Y, et al. Geometric control of collective spontaneous emission[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(21): 213602.
- [157]WANG Z, LI H, FENG W, et al. Controllable switching between superradiant and subradiant states in a 10-qubit superconducting circuit[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 124(1): 013601.
- [158]YOSHIKAWA Y, TORII Y, KUGA T. Superradiant light scattering from thermal atomic vapors[J]. *Physical Review Letters*, 2005, 94(8): 083602.
- [159]BOLLINGER L, THOMAS G E. Measurement of the time dependence of scintillation intensity by a delayed-coincidence method[J]. *Review of Scientific Instruments*, 1961, 32(9): 1044-1050.
- [160]KNIGHT A, SELINGER B. Single photon decay spectroscopy[J]. *Australian Journal of Chemistry*, 1973, 26(1): 1-27.
- [161]O'CONNOR D. Time-correlated single photon counting[M]. Academic press, 2012.
- [162]KURAPTSEV A S, SOKOLOV I M, HAVEY M D. Angular distribution of single-photon superradiance in a dilute and cold atomic ensemble[J]. *Physical Review A*, 2017, 96(2): 023830.
- [163]SCHILKE A, ZIMMERMANN C, COURTEILLE P W, et al. Photonic band gaps in one-dimensionally ordered cold atomic vapors[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 106(22): 223903.
- [164]SCULLY M O. Single Photon subradiance: Quantum control of spontaneous emission and ultrafast readout[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 115(24): 243602.
- [165]ASENJO-GARCIA A, MORENO-CARDONER M, ALBRECHT A, et al. Exponential improvement in photon storage fidelities using subradiance and "Selective radiance" in atomic arrays[J]. *Physical Review X*, 2017, 7(3): 031024.
- [166]GREINER M, MANDEL O, ESSLINGER T, et al. Quantum phase transition from a

- superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms[J]. *Nature*, 2002, 415(6867): 39-44.
- [167]BLOCH I, DALIBARD J, ZWERGER W. Many-body physics with ultracold gases[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2008, 80(3): 885-964.
- [168]WANG D-W, CAI H, YUAN L, et al. Topological phase transitions in superradiance lattices[J]. *Optica*, 2015, 2(8): 712-715.
- [169]KLITZING K V, DORDA G, PEPPER M. New method for high-accuracy determination of the fine-structure constant based on quantized Hall resistance[J]. *Physical Review Letters*, 1980, 45(6): 494-497.
- [170]MANCINI M, PAGANO G, CAPPELLINI G, et al. Observation of chiral edge states with neutral fermions in synthetic Hall ribbons[J]. *Science*, 2015, 349(6255): 1510-1513.
- [171]STUHL B K, LU H-I, AYCOCK L M, et al. Visualizing edge states with an atomic Bose gas in the quantum Hall regime[J]. *Science*, 2015, 349(6255): 1514-1518.
- [172]AN F A, MEIER E J, GADWAY B. Engineering a flux-dependent mobility edge in disordered zigzag chains[J]. *Physical Review X*, 2018, 8(3): 031045.
- [173]ATALA M, AIDELSBURGER M, LOHSE M, et al. Observation of chiral currents with ultracold atoms in bosonic ladders[J]. *Nature Physics*, 2014, 10(8): 588-593.
- [174]GRAß T, MUSCHIK C, CELI A, et al. Synthetic magnetic fluxes and topological order in one-dimensional spin systems[J]. *Physical Review A*, 2015, 91(6): 063612.
- [175]WEIDEMÜLLER M, HEMMERICH A, GÖRLITZ A, et al. Bragg diffraction in an atomic lattice bound by light[J]. *Physical Review Letters*, 1995, 75(25): 4583-4586.
- [176]ORZEL C, TUCHMAN A K, FENSELAU M L, et al. Squeezed states in a Bose-Einstein condensate[J]. *Science*, 2001, 291(5512): 2386-2389.

攻读学位期间取得的研究成果

1. **Chengdong Mi**, Khan Sadiq Nawaz, Liangchao Chen, Pengjun Wang, Han Cai, Da-Wei Wang, Shi-Yao Zhu, and Jing Zhang. Time-resolved interplay between superradiant and subradiant states in superradiance lattices of Bose-Einstein condensates. *Phys. Rev. A* **104**, 043326 (2021).
2. **Chengdong Mi**, Sadiq Nawaz Khan, Pengjun Wang, Liangchao Chen, Zengming Meng, Lianghui Huang, Jing Zhang. Production of dual species Bose-Einstein condensates of 39K and 87Rb. *Chin. Phys. B.* **6**(30) 063401 (2021).
3. Pengjun Wang, Liangchao Chen, **Chengdong Mi**, Zengming Meng, Lianghui Huang, Sadiq Nawaz Khan, Han Cai, Da-Wei Wang, Shi-Yao Zhu, and Jing Zhang. Synthesized magnetic field of a sawtooth superradiance lattice in Bose-Einstein condensates. *npj Quantum Information*, 6:18 (2020).
4. Khan Sadiq Nawaz, Liangchao Chen, **Chengdong Mi**, Zengming Meng, Lianghui Huang, Pengjun Wang, Jing Zhang. Photoassociation spectroscopy of weakly bound $^{87}\text{Rb}_2$ molecules near the $5P_{1/2} + 5S_{1/2}$ threshold by optical Bragg scattering in Bose-Einstein condensates. *Phys. Rev. A* **102**, 053326 (2020).
5. Yadong Wu, Zengming Meng, Kai Wen, **Chengdong Mi**, **Liangchao Chen**, Jing Zhang, and Hui Zhai. Active Learning Approach to Optimization of Experimental Control. *Chin. Phys. Lett.* **37** (10), 103201 (2020).
6. Khan Sadiq Nawaz, **Chengdong Mi**, Liangchao Chen, Pengjun Wang, and Jing Zhang. Experimental Investigation of the Electromagnetically Induced-Absorption-Like Effect for an N-Type Energy Level in a Rubidium BEC. *Chin. Phys. Lett.* **36** (4), 043201 (2019).
7. 杨广玉, 陈良超, **米成栋**, 王鹏军, 张靖. 玻色爱因斯坦凝聚体中电磁诱导透明和电磁诱导吸收的研究. *量子光学学报*, **02**(24): 156-163 (2018).

致 谢

回首三年的博士学习生涯，心里有一种难以言表的感受。能够按时完成科研任务，顺利毕业是一件令自己十分开心和满足的事情，一路的学习生活，并不可能是平坦无阻的。

从 2019 年起，我正式的成为了一名光学专业的博士生。硕士期间的科研生活为博士的学习工作打下了很好的基础，可是身份的转化总是让你感到比原来更多的压力，需要掌握更多的专业知识，同时按时完成实验工作。在刚开始的时候，总会感到力不从心，也产生过对自己的怀疑。可是路是自己选择的，什么事情都学要面对和坚持。随着慢慢的积累，对实验系统愈加的熟悉。科研生活变得越来越顺利。其中很大一部分原因离不开张靖老师在实验过程中，对实验过程的细心指导。有人说，当你觉得某一段日子过得很辛苦，说明你在走上坡路。确实，没有任何一件事情是那么轻而易举的，科研工作更是如此。常常有一些让人琢磨不透的问题让你彻夜苦想，现在回想起来这样的生活虽然辛苦但也充实。实验室成了这几年花费时间最多的地方。

在这三年的博士生活中，首先要感谢张靖老师，在实验过程中张老师提供了很多的指导，在学术上他十分严谨，对科研问题从不马虎。经常陪我们在实验室工作到凌晨。当然最值得感谢的还是我的父母，作为最平凡，最朴实的劳动大众，经济生活也并不是多么富裕，但是他们不遗余力地供我读书，在生活上给与我最大的帮助。即便是生病，也很少在电话里提及，担心我分心，影响学业。在母亲生病期间，一直是妹妹和我爱人在帮忙打理家中事务，所以特别感谢我的家人。

对于科研同事，感谢已经毕业的 Sadiq 博士。在三年的博士生活当中，他是我的科研同事，更是我的老师。他的理论知识扎实，在讨论一些科研问题时，总能从他那里学到一些有用的知识和想法。另外还要感谢王鹏军老师，他作为我的指导老师，在文章撰写和修改上给了我很大的帮助。还有陈良超老师，从他那里学到了很多实验技巧，当然也要感谢于旭东老师，孟增明老师，黄良辉老师还有韩伟老师对我的帮助。感谢同实验室的已经毕业的师兄文凯，李东豪，靳元彬，还有师姐师振莲对学习生活的照顾，也感谢实验室的师弟师妹聂亮，张越，苗杰，王星宇，刘方德，顾振宇，李云达等人的帮助，还要感谢同一届一起拼搏的科研战友，边国旗，李子亮和王良伟等。

另外感谢和我们小组合作的蔡晗博士和王大伟教授等人。有了他们对理论部分的支持，使得自己对完成的科研工作有了更加深刻的认识。还要感谢彭堃墀教授和谢常德教授，正是因为他们才有了今天的光电研究所，才能给大家提供如此优越的实验环境，为科研工作提供了最好的条件。最后感谢车间师傅这几年对我的帮助。

米成栋

2022年3月于山西大学

个人简介及联系方式

姓名：米成栋

性别：男

籍贯：山西省朔州市

出生日期：1994年10月20日

简历：

本科：2011年9月-2015年6月 太原师范学院 物理学

硕士：2016年9月-2019年6月 山西大学光电研究所 光学

博士：2019年9月-2022年6月 山西大学光电研究所 光学

邮箱：chengdongmi_119@163.com

承 诺 书

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

作者签名：

年 月 日

学位论文使用授权声明

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

保密的学位论文在解密后遵守此协议。

作者签名：

导师签名：

年 月 日