

2021 届 博 士 学 位 论 文

超冷  $^{87}\text{Rb}$  原子在光晶格中的量子模拟  
研究和准二维量子气体的制备

|      |                        |
|------|------------------------|
| 作者姓名 | 文凯                     |
| 指导教师 | 张靖 教授                  |
| 学科专业 | 光学                     |
| 研究方向 | 超冷原子物理                 |
| 培养单位 | 光电研究所                  |
| 学习年限 | 2017 年 9 月至 2021 年 6 月 |

二〇二一年六月

山西大学

2021 届博士学位论文

# 超冷 $^{87}\text{Rb}$ 原子在光晶格中的量子模拟 研究和准二维玻色气体的制备

|      |                        |
|------|------------------------|
| 作者姓名 | 文凯                     |
| 指导教师 | 张靖 教授                  |
| 学科专业 | 光学                     |
| 研究方向 | 超冷原子物理                 |
| 培养单位 | 光电研究所                  |
| 学习年限 | 2017 年 9 月至 2021 年 6 月 |

二〇二一年六月

**Thesis for PH.D' s degree, Shanxi University, 2021**

Quantum Simulation in Optical Lattice for  $^{87}\text{Rb}$   
Ultracold Atoms and Preparation of Quasi Two  
Dimensional Quantum Gas

|                   |   |
|-------------------|---|
| Student Name      | Kai Wen   |
| Supervisor        | Prof. Jing Zhang  |
| Major             | Optics  |
| Major             | Ultracold Atomic Physics  |
| Department        | The State key Laboratory of Quantum<br>Optics and Quantum Optics Devices<br>Opto-Electronics, Shanxi University |
| Research Duration | 2017.09-2021.06   |

June, 2021



# 目 录

|                          |           |
|--------------------------|-----------|
| 中文摘要.....                | 1         |
| ABSTRACT.....            | 3         |
| <b>第一章 绪论.....</b>       | <b>5</b>  |
| 1.1 玻色爱因斯坦凝聚体.....       | 6         |
| 1.1.1 发展历史.....          | 6         |
| 1.1.2 相空间密度.....         | 7         |
| 1.1.3 无相互作用的 BEC.....    | 8         |
| 1.1.4 弱相互作用的 BEC.....    | 8         |
| 1.2 量子模拟.....            | 9         |
| 1.2.1 自旋轨道耦合.....        | 10        |
| 1.2.2 磁性量子相变.....        | 11        |
| 1.2.3 光镊与原子阵列.....       | 12        |
| 1.2.4 非平衡态物理.....        | 13        |
| 1.2.5 低维量子气体.....        | 14        |
| 1.2.6 其它动力学.....         | 15        |
| 1.3 文章结构.....            | 16        |
| 参考文献.....                | 18        |
| <b>第二章 超冷原子实验平台.....</b> | <b>28</b> |
| 2.1 实验平台.....            | 28        |
| 2.1.1 实验室环境.....         | 28        |
| 2.1.2 平台温度控制.....        | 29        |
| 2.2 真空系统.....            | 30        |
| 2.2.1 实验装置.....          | 30        |
| 2.2.2 抽真空步骤.....         | 31        |
| 2.2.3 回收源步骤.....         | 32        |
| 2.3 光路系统.....            | 33        |
| 2.3.1 暗磁光阱.....          | 33        |
| 2.3.2 蓝失谐光堵塞磁阱蒸发.....    | 36        |
| 2.3.3 红失谐光学偶极阱蒸发.....    | 38        |
| 2.3.3.1 光学偶极阱装置.....     | 38        |

|                                   |           |
|-----------------------------------|-----------|
| 2.3.3.3 偶极阱频率测量.....              | 41        |
| 2.3.3.4 腰斑大小测量.....               | 43        |
| 2.3.4 磁场系统.....                   | 44        |
| 2.3.4.1 四级磁场切换均匀磁场.....           | 44        |
| 2.3.4.2 同向均匀磁场反向切换.....           | 44        |
| 2.3.4.3 磁场稳定.....                 | 45        |
| 2.4. 吸收成像.....                    | 47        |
| 2.4.1 朗伯比尔定律.....                 | 48        |
| 2.4.2 光学厚度.....                   | 48        |
| 2.4.2 温度测量.....                   | 49        |
| 参考文献.....                         | 50        |
| <b>第三章 实验原理与相关技术超冷原子实验平台.....</b> | <b>53</b> |
| 3.1 射频和微波.....                    | 53        |
| 3.1.1 Landau-Zener 隧穿原理.....      | 53        |
| 3.1.2 射频和微波实验设备.....              | 54        |
| 3.2 原位成像.....                     | 55        |
| 3.3 光晶格的绝热与非绝热.....               | 58        |
| 3.4 光晶格阱深测量.....                  | 58        |
| 3.4.1 参量加热.....                   | 59        |
| 3.4.2 扰动晶格测量阱深.....               | 59        |
| 3.4.3 $\pm 1$ 级动量原子数分布.....       | 60        |
| 3.4.4 Raman-Nath 散射.....          | 60        |
| 3.4.5 拉比振荡(弱动力学).....             | 61        |
| 3.4.6 Kapitza-Dirac 散射.....       | 62        |
| 参考文献.....                         | 63        |
| <b>第四章 超流态与莫特绝缘态.....</b>         | <b>65</b> |
| 4.1 背景介绍.....                     | 65        |
| 4.2 Bose-Hubbard 理论模型.....        | 65        |
| 4.2.1 Bose-Hubbard 模型建立.....      | 65        |
| 4.2.2 相变过程分析.....                 | 66        |
| 4.3 超流态与莫特绝缘态实验过程.....            | 67        |

|                              |            |
|------------------------------|------------|
| 4.4 量子相变实验结果和分析.....         | 70         |
| 4.5 结论.....                  | 73         |
| 参考文献.....                    | 74         |
| <b>第五章 物质波的亚波长相结构.....</b>   | <b>77</b>  |
| 5.1 背景介绍.....                | 77         |
| 5.2 二维光晶格.....               | 78         |
| 5.3 亚波长相结构的观测与分析.....        | 80         |
| 5.4 结论.....                  | 84         |
| 参考文献.....                    | 85         |
| <b>第六章 自旋依赖光晶格.....</b>      | <b>89</b>  |
| 6.1 背景介绍.....                | 89         |
| 6.2 ac Stark shift .....     | 90         |
| 6.2.1 极化率.....               | 91         |
| 6.2.2 偶极势.....               | 93         |
| 6.3 光晶格势计算.....              | 95         |
| 6.4 Tune-out 波长.....         | 98         |
| 6.5 一维自旋依赖光晶格实验装置.....       | 100        |
| 6.4 偏振对 tune-out 波长的影响 ..... | 101        |
| 6.4.1 线偏振互相平行.....           | 101        |
| 6.4.2 线偏振互相垂直.....           | 102        |
| 6.4.3 圆偏振互相平行.....           | 102        |
| 6.4.4 圆偏振互相垂直.....           | 103        |
| 6.4 磁场对 tune-out 波长的影响 ..... | 104        |
| 6.4 结论.....                  | 105        |
| 参考文献.....                    | 106        |
| <b>第七章 双拉曼耦合相对相位.....</b>    | <b>110</b> |
| 7.1 背景介绍.....                | 110        |
| 7.2 受激双拉曼理论模型.....           | 110        |
| 7.3 实验过程.....                | 112        |
| 7.4 小结.....                  | 113        |
| 参考文献.....                    | 115        |

|                            |                                |     |
|----------------------------|--------------------------------|-----|
| <b>第八章</b>                 | <b>自旋轨道角动量耦合</b> .....         | 117 |
| 8.1                        | 发展历史.....                      | 117 |
| 8.2                        | 实验装置.....                      | 117 |
| 8.3                        | 小结.....                        | 119 |
|                            | 参考文献.....                      | 120 |
| <b>第九章</b>                 | <b>准二维超冷气体</b> .....           | 123 |
| 9.1                        | 背景介绍.....                      | 123 |
| 9.2                        | 理论介绍.....                      | 124 |
| 9.2.1                      | Quasi-2D BEC GPE 方程.....       | 124 |
| 9.2.1                      | Accordion Lattice 设计.....      | 124 |
| 9.2.1                      | Accordion Lattice 阱深和束缚频率..... | 125 |
| 9.3                        | 实验设计.....                      | 126 |
| 9.3.1                      | 声光偏转器 AOD.....                 | 126 |
| 9.3.2                      | 准直透镜.....                      | 127 |
| 9.3.3                      | 非球面透镜.....                     | 128 |
| 9.3.4                      | 压电陶瓷调相位.....                   | 128 |
| 9.4                        | 实验装置与制备 2D BEC.....            | 129 |
| 9.4.1                      | 实验装置.....                      | 129 |
| 9.4.2                      | 水平光对准原子.....                   | 130 |
| 9.4.3                      | 竖直光束缚原子.....                   | 132 |
| 9.5                        | 准二维气体制备过程.....                 | 132 |
| 9.6                        | 二维气体束缚频率.....                  | 133 |
| 9.7                        | 小结.....                        | 133 |
|                            | 参考文献.....                      | 135 |
| <b>附 录</b> .....           |                                | 137 |
| <b>攻读学位期间取得的研究成果</b> ..... |                                | 138 |
| <b>致 谢</b> .....           |                                | 139 |
| <b>个人简况及联系方式</b> .....     |                                | 140 |
| <b>承 诺 书</b> .....         |                                | 141 |
| <b>学位论文使用授权声明</b> .....    |                                | 142 |





## Contents

|  |    |
|--|----|
| <b>Chinese Abstract</b> .....                                    | I  |
| <b>ABSTRACT</b> .....  | 3  |
| <b>Chapter 1 Overview</b> .....                                  | 4  |
| 1.1 Bose-Einstein condensation .....                             | 5  |
| 1.1.1 History of development .....                               | 5  |
| 1.1.2 Density of spitial phase .....                             | 6  |
| 1.1.3 Non-intracted BEC .....                                    | 7  |
| 1.1.4 Weak interacted BEC .....                                  | 7  |
| 1.2 Quantum simulation .....                                     | 8  |
| 1.2.1 Spin orbit coupling .....                                  | 9  |
| 1.2.2 Magnetic quantum phase transition .....                    | 10 |
| 1.2.3 Optical tweezers and atom array .....                      | 11 |
| 1.2.4 Nonequilibrium physics .....                               | 12 |
| 1.2.5 Low-dimensional quantum gas .....                          | 13 |
| 1.2.6 Other dynamics .....                                       | 14 |
| 1.3 Overview of this thesis .....                                | 15 |
| Bibliography .....   | 17 |
| <b>Chapter 2 Experimental Plarform for Ultracold Atoms</b> ..... | 26 |
| 2.1 Experimental plarform .....                                  | 26 |
| 2.1.1 Environment of the lab .....                               | 26 |
| 2.1.2 Temperature control for platform .....                     | 27 |
| 2.2 Vacuum system .....  | 28 |
| 2.2.1 Experimental setup .....                                   | 28 |
| 2.2.2 Vacuum extraction procedure .....                          | 29 |
| 2.2.3 Rubidium Recovery Step .....                               | 31 |
| 2.3 Optical system .....   | 32 |
| 2.3.1 Dark MOT .....   | 32 |
| 2.3.2 Magnetic trap evaporation plugged blue detuned light ..... | 35 |
| 2.3.3 Red detuned optical dipole trap evaporation .....          | 36 |
| 2.3.3.1 Setup for optical dipole trap .....                      | 37 |

|  |           |
|--|-----------|
| 2.3.3.3 Measurement of frequency for ODT.....                          | 39        |
| 2.3.3.4 Waist measurement .....  | 41        |
| 2.3.4 Magnetic field system.....                                       | 42        |
| 2.3.4.1 Quadrupole magnetic field switch to uniform magnetic field ..  | 42        |
| 2.3.4.2 Switch uniform magnetic field reversely.....                   | 42        |
| 2.3.4.3 Stabilize magnetic field.....                                  | 43        |
| 2.4. Absorption imaging.....   | 45        |
| 2.4.1 Lambert-Beer's law.....  | 46        |
| 2.4.2 Optical density .....  | 46        |
| 2.4.2 Temperature measurement .....                                    | 47        |
| Bibliography .....   | 48        |
| <b>Chapter 3 Experimental Principle and Related Technologies .....</b> | <b>51</b> |
| 3.1 Radio frequency and microwave .....                                | 51        |
| 3.1.1 Landau-Zener transition.....                                     | 51        |
| 3.1.2 Radio frequency and microwave experimental machine .....         | 52        |
| 3.2 In situ imaging .....  | 53        |
| 3.3 Adiabatic and non-adiabatic in optical lattice.....                | 56        |
| 3.4 Measurement of optical lattice potential depth.....                | 56        |
| 3.4.1 Parameter heating.....   | 57        |
| 3.4.2 Lattice perturbation.....  | 57        |
| 3.4.3 Distribution of $\pm 1$ order momentum atoms number .....        | 58        |
| 3.4.4 Raman-Nath scattering.....                                       | 58        |
| 3.4.5 Rabi oscillation(weak dynamics).....                             | 59        |
| 3.4.6 Kapitza-Dirac scattering .....                                   | 60        |
| Bibliography .....   | 61        |
| <b>Chapter 4 Superfluid and Mott Insulator.....</b>                    | <b>63</b> |
| 4.1 Background.....  | 63        |
| 4.2 Bose-Hubbard model .....   | 63        |
| 4.2.1 Bose-Hubbard model set up.....                                   | 63        |
| 4.2.2 Analysis of phase transition .....                               | 64        |
| 4.3 SF and Mott insulator lab process.....                             | 65        |

---

|  |            |
|--|------------|
| 4.4 Results and analysis .....                                       | 68         |
| 4.5 Conclusion .....   | 71         |
| Bibliography .....   | 72         |
| <b>Chapter 5 Sub-wavelength Phase Structure of Matter Wave .....</b> | <b>75</b>  |
| 5.1 Background .....   | 75         |
| 5.2 2D optical lattice .....   | 76         |
| 5.3 Observation and analysis of sub-wavelength phase structure.....  | 78         |
| 5.4 Conclusion .....   | 81         |
| Bibliography .....   | 83         |
| <b>Chapter 6 Spin-dependent optical lattice.....</b>                 | <b>86</b>  |
| 6.1 Background .....   | 86         |
| 6.2 ac Stark shift .....   | 87         |
| 6.2.1 Polarizability .....   | 88         |
| 6.2.2 Dipole potential.....  | 90         |
| 6.3 Calculations of optical lattice potential.....                   | 92         |
| 6.4 Tune-out wavelenghts .....                                       | 95         |
| 6.5 Setup for 1D optical lattice .....                               | 97         |
| 6.4 Polarization influences on tune-out wavelenghts .....            | 98         |
| 6.4.1 Parallel linear polarization .....                             | 98         |
| 6.4.2 Orthogonal linear polarization .....                           | 99         |
| 6.4.3 Parallel circular polarization .....                           | 99         |
| 6.4.4 Orthogonal circular polarization .....                         | 100        |
| 6.4 Magnetic field influences on tune-out wavelenghts .....          | 101        |
| 6.4 Conclusion .....   | 102        |
| Bibliography .....   | 103        |
| <b>Chapter 7 Two relative phase Raman transion couplings.....</b>    | <b>107</b> |
| 7.1 Background.....  | 107        |
| 7.2 Two stimulated Raman theory model .....                          | 107        |
| 7.3 Lab process .....  | 109        |
| 7.4 Conclusion .....   | 110        |
| Bibliography .....   | 112        |

|   |            |
|---|------------|
| <b>Chapter 8 Spin orbit angular momentum coupling</b> .....           | <b>114</b> |
| 8.1 Development history .....   | 114        |
| 8.2 Experimental setup.....   | 114        |
| 8.3 Conclusion .....  | 116        |
| Bibliography .....  | 117        |
| <b>Chapter 9 Quasi-2D quantum gas</b> .....                           | <b>120</b> |
| 9.1 Background.....   | 120        |
| 9.2 Theory .....  | 121        |
| 9.2.1 Quasi-2D BEC GPE.....   | 121        |
| 9.2.1 Accordion lattice design.....                                   | 121        |
| 9.2.1 Potential and confinement frequency for accordion lattice ..... | 122        |
| 9.3 Experimental design.....  | 123        |
| 9.3.1 AOD .....   | 123        |
| 9.3.2 Collimating lens .....  | 124        |
| 9.3.3 Aspheric lens.....  | 125        |
| 9.3.4 Adjust phase by piezo .....                                     | 125        |
| 9.4 Experimental setup and prepare 2D BEC .....                       | 126        |
| 9.4.1 Experimental setup.....   | 126        |
| 9.4.2 Horizontal beam alignment atoms .....                           | 127        |
| 9.4.3 Vertical beam alignment atoms.....                              | 129        |
| 9.5 Lab process of preparing 2D BEC .....                             | 129        |
| 9.6 Confinement frequency.....  | 130        |
| 9.7 Conclusion .....  | 130        |
| Bibliography .....  | 133        |
| <b>Research achievements</b> .....                                    | <b>135</b> |
| <b>Appendix Picture of Accordion Lattice</b> .....                    | <b>136</b> |
| <b>Acknowledgment</b> .....   | <b>137</b> |
| <b>Personal profiles</b> .....  | <b>138</b> |
| <b>Letter of commitment</b> .....                                     | <b>139</b> |
| <b>Authorization statement</b> .....                                  | <b>140</b> |



## 中文摘要

在研究多体物理和许多量子材料领域里，超冷气体已经成为有效便捷的工具。超冷气体具有大尺度、可控制、可观测的物理性质，因此被用来研究许多无法直接观测的微观世界。目前火热的量子模拟主要有以下方面：自旋轨道耦合、磁性材料、光镊与原子阵列、非平衡态物理、低维量子气体和其它动力学等。

文章首先介绍制备  $^{87}\text{Rb}$  BEC 的实验装置和相关技术。实验上通过暗磁光阱提升一级磁光阱的相空间密度和原子数，接着运用若干相互交叠的线圈磁运输冷原子到二级超高真空玻璃腔室，然后经过光塞磁阱蒸发和偶极光阱蒸发，最终得到 BEC。实验中，稳定的同向磁场可以为原子能级间的 Landau-Zener 隧穿和实验数据提供稳定的保障。其中消除电流源和控制端的噪声已经满足日常的要求，其磁场的精度可以达到 0.4mG。高分辨率成像早已应用于量子相变，近年来，更是在其他领域发挥重要的作用。本文详细介绍了物镜的相关参数及其实验装置的设计，下一步配合数字微镜器件 (DMD) 实现对原子光学势阱的调制，为实空间观察量子多体物理模拟提供有利的工具。

二级玻璃腔室附近没有复杂的光路，因此有足够空间搭建三维光晶格，配合拉曼跃迁技术，可以研究和模拟外尔半金属的量子性质。同样可以搭建二维光晶格，通过 Kapitza-Dirac 散射技术可以调制 BEC 产生亚波长相位结构，为探索晶格细胞的精细结构和物质波中的拓扑缺陷提供了有力的工具。原子在光晶格中的势阱可以通过波长，光晶格激光偏振和磁场来调节，这样的光晶格称为自旋态依赖 (Spin-dependence) 光晶格，由此可以产生两个非常有趣的波长，一个是魔术波长 (Magic Wavelength)，一个是幻零波长 (Tune-out Wavelength)，这两种波长在光晶格钟和物质筛选方面应用广泛。

拉曼跃迁是实验中常用到的技术手段，本文详细介绍了拉曼跃迁的理论知识，在此基础上通过叠加两对拉曼光，研究了相位对拉曼耦

合强度的影响。在实验中，通过巧妙的光路设计，消除了相位抖动，通过控制一路激光改变系统的相位，验证了理论方案。

涡旋被认为是许多拓扑量子材料的特征之一，斯格明子的提出预示着未来的存储器件可以有极低的功耗和极小的体积，近年来斯格明子已经在超冷原子中实现。本文详细介绍了自旋轨道角动量耦合的实验方案，为下一步研究斯格明子提供宝贵的实验基础。

低维 BEC 因其不同于三维 BEC 的 Gross-Pitaevskii equation (GPE)，因此具有很多特殊性质，是研究非平衡态物理的重要工具，尤其是模拟多体局域化 (MBL)。其中一维用于研究 Tonk 气体，二维玻色气体常常用来研究 Berezinskii-Kosterlitz-Thouless (BKT)。本文详细描述了如何使用一维光晶格，动态调制光晶格周期，将原子束缚在二维空间中，获得准二维气体，这项工作为以后研究低维气体提供良好的实验平台。

**关键词：**玻色爱因斯坦凝聚体，光晶格，原位成像，量子模拟，二维气体



## ABSTRACT

In the study of many-body physics and many quantum materials, the ultracold gas has become an effective and convenient tool. Because of its large scale, controllable and observable physical characteristics, ultracold gas is used to study many microscopic world that cannot be directly observed. Recently the hot topics of quantum simulations mainly consist the following aspects: spin orbit coupling, magnetic materials, optical tweezers and atomic array, non-equilibrium physics, low dimensional quantum gas and other dynamics, etc.

This paper firstly introduces the experimental equipment and related technology of preparing BEC. In the experiment, the phase space density and atomic number of the magneto-optical trap is increased by the dark magneto-optical trap. Then, a number of overlapping coils were used to transport cold atoms to the second ultra high vacuum glass chamber. Finally, BEC is prepared in magnetic trap evaporation plugged by blue detuned laser and a crossing optical dipole trap evaporation. A three-dimensional optical lattice can be built near a glass chamber with a large enough optical path space, and the quantum properties of Weyl semimetals can be studied by using Raman transition technique. The Kapitza-Dirac scattering technique can also modulate BEC to generate subwavelength phase structure, which provides a powerful tool to explore the fine structure of lattice cells and topological defects in matter waves. The induced optical lattice potential could be adjusted by laser wavelength, polarization and magnetic field and spin states (State - dependence), which can result in two very interesting wavelengths, one is a magic wavelength (two Zeeman levels have same ac Stark shift), the other is tune-out wavelength (ac Stark shift disappears). Where it has been widely applied in optical lattice clocks and material selection.

In experiment, the stable magnetic field can provide a stable environment for the Landau-Zener tunneling between Zeeman levels,

which is very important for the measurement of experimental data. The elimination of noise from the current power supply and analog channel has met the daily experiment requirements. Finally the accuracy of the magnetic field can reach 0.1mg.

High-resolution imaging has long been used in quantum phase transitions, and in recent years, it has played an important role in other fields. In this paper, the objective parameters and the design of the experimental device are introduced in detail. In the next step, the digital micromirror device (DMD) is used to realize the modulation of the atomic optical potential, which provides a useful tool for the observation of quantum many-body physics simulation in real space.

Because it is different from the Gross-Pitaevskii equation (GPE) of 3D BEC, the low-dimensional BEC has many special properties and is an important tool for studying non-equilibrium physics, especially for simulating the many-body localization (MBL). Among them, the two-dimensional Bose gas is often used to study Berezinskii-Kosterlitz-Thouless (BKT), and the one-dimensional one is used to study the Tonk gas. This paper describes in detail how to use a one-dimensional optical lattice to dynamically modulate the optical lattice periodicity to compress atoms and realize quasi-two-dimensional quantum gas. This work provides a good experimental platform for the future research of low-dimensional gases.

**Key words:** Bose-Einstein Condensation; Optical Lattice;  
In situ imaging; Quantum simulation; Quasi-2D Gas

## 第一章 绪论

对于自然界时刻变化的粒子，人们通常只能在宏观观测，但是被观测的物质往往因为粒子间距小和变化十分迅速，难以被直接研究。而用传统的模拟方法又会遇到两个一直来难以被解决的问题，其中一个是对通常粒子数在  $10^{23}$  以上的庞大多体系统中，计算难度往往会随粒子数增多而呈指数增长；另外一个问题是所研究的系统往往是非线性系统，无法用微扰法处理<sup>[1]</sup>。如果人为地将研究对象空间尺度放大，时间尺度放缓，就能帮助我们理解许多量子效应，进一步设计新型量子材料。玻色爱因斯坦凝聚体 (BEC) 和简并费米气体 (DFG) 的诞生为研究微观多体物理提供实验平台，而光晶格的出现才是真正将量子模拟推向全新发展的阶段。

一直以来，科学发展都要求技术的提升，反过来技术的革新又能促进科学的快速发展。20 世纪 80 年代，美国国家标准与技术研究院的 William D. Phillips 教授<sup>[2]</sup>和斯坦福大学教授朱棣文 (Steven Chu)<sup>[3]</sup>提出拉曼冷却激光冷却技术，法国巴黎高师学院 Claude Cohen-Tannoudji 教授<sup>[4]</sup>提出速度选择相干布局激光冷却技术，并于 1997 年三人共同获得诺贝尔物理学奖。1995 年，科罗拉多 Boulder 分校 Cornell 和 Wieman 首次将铷原子冷却到 BEC<sup>[5,6]</sup>，同年麻省理工学院的 Ketterle 实现钠原子的玻色简并<sup>[7]</sup>。在 2001 年，三人分享了诺贝尔物理学奖。在 BEC 刚出现的时候，人们主要关注其自身的物理性质，比如 BEC 的物质波干涉<sup>[8-10]</sup>、原子激光<sup>[11-13]</sup>、涡旋<sup>[14-16]</sup>等现象。现在，超冷原子已经被运用到模拟热门物理模型，比如与高温超导息息相关的 Fermi Hubbard Model<sup>[17-21]</sup>等等。

目前全世界已经有超过二百个实验和理论小组研究超冷量子气体<sup>[22]</sup>，主要分布在中国、美国、德国、法国、意大利、奥地利、英国、澳大利亚和日本等地，相信不久的将来超冷原子将会研究更丰富的物理现象和量子材料。

## 1.1 玻色爱因斯坦凝聚体

### 1.1.1 发展历史

自然界中的粒子可以根据自旋角动量分为两大类：玻色子和费米子。自旋为  $\hbar$  的整数称为玻色子，常见的粒子如光子（自旋为1）。自旋为  $\hbar$  的半整数为费米子（自旋为1/2），常见的粒子如电子、质子等。对于自然界中的原子，我们可以根据质子，电子和中子的合来判断是哪一类，以下表格为常见的，已经实现玻色爱因斯坦凝聚体（BEC）和费米简并气体（DFG）的元素

表 1.1 不同元素的 BEC 与 DFG 的制备时间

| 质子数  | BEC:<br>n+质子数<br>=偶数                                      | BEC:<br>n+质子数<br>=奇数 | 简并<br>时间                     | 单位                                  | 小组   |
|------|---|----------------------|------------------------------|-------------------------------------|--|
| 1    | $^1\text{H}$  |                      | 1998                         | MIT                                 | D. Kleppner<br>T. J. Greytak <sup>[23]</sup>             |
| 2    | $^4\text{He}$   | $^3\text{He}$        | 2001<br>2006                 | NIST<br>Vrije                       | A. Aspect <sup>[24]</sup><br>W. Vassen <sup>[25]</sup>   |
| 3    | $^7\text{Li}$   | $^6\text{Li}$        | 1995<br>2001                 | Rice<br>Rice                        | Hulet <sup>[7]</sup><br>Hulet <sup>[26]</sup>            |
| 11   | $^{23}\text{Na}$  |                      | 1995                         | MIT                                 | Ketterle <sup>[7]</sup>                                  |
| 20   | $^{41}\text{K}$   | $^{40}\text{K}$      | 2001<br>1999                 | Lens<br>NIST                        | M. Inguscio <sup>[27]</sup><br>D. S. Jin <sup>[28]</sup> |
| 37   | $^{85}\text{Rb}$ 、 $^{87}\text{Rb}$                       |                      | 2000<br>1995                 | NIST<br>NIST                        | Cornell&Weiman <sup>[5,29]</sup>                         |
| 55   | $^{133}\text{Cs}$   |                      | 2002                         | Innsbruck                           | R. Grimm <sup>[30]</sup>                                 |
| 碱土金属 |   |                      |                              |                                     |  |
| 38   | $^{84}\text{Sr}$ 、 $^{86}\text{Sr}$ 、<br>$^{88}\text{Sr}$ | $^{87}\text{Sr}$     | 2009<br>2010<br>2013<br>2009 | Innsbruck<br>Innsbruck<br>Innsbruck | R. Grimm &<br>F.Schreck <sup>[31-33]</sup>               |

| 过渡金属 |  |                   |      |           |   |
|------|--|-------------------|------|-----------|---|
| 24   | $^{52}\text{Cr}$                         |                   | 2005 | Stuttgart | T. Pfau <sup>[34]</sup>                 |
| 镧系金属 |  |                   |      |           |   |
| 66   | $^{164}\text{Dy}$                        |                   | 2011 | Stanford  | B. L. Lev <sup>[35]</sup>               |
| 68   | $^{168}\text{Er}$                        |                   | 2012 | Innsbruck | R. Grimm&F. Ferlaino <sup>[36]</sup>    |
| 70   | $^{174}\text{Yb}$ 、<br>$^{176}\text{Yb}$ | $^{173}\text{Yb}$ | 2007 | Innsbruck | R. Grimm & F.Schreck <sup>[37,38]</sup> |
|      |  |                   | 2009 | Innsbruck |   |
|      |  |                   | 2009 | Innsbruck |   |

### 1.1.2 相空间密度

考虑  $N$  个非相互作用不可区分的玻色子，每个玻色子的质量为  $M$ ，热力学平衡下的温度为  $T$ 。根据玻色统计，单能级原子数

$$n_i = \frac{1}{e^{(\epsilon_i - \mu)/k_B T} - 1} \quad (1.1)$$

其中  $k_B$  是玻色常数， $\mu$  是化学势。化学势可以看作是一个拉格朗日乘子，其值随温度变化，以保持粒子总数的平均。总的粒子数

$$N = \sum_i n_i \quad (1.2)$$

如果考虑最低能级是零，在有限温度  $T$  下， $\mu$  必须是负的，而且当温度降低到零时， $\mu$  接近零。然而  $\mu$  趋近于零的速度比  $T$  趋近于零的速度要快，这就迫使处于最低能级的群体发散。如果粒子总数很大， $k_B T$  远远大于典型能级间距。粒子总数可以重新定义为

$$N = N_0 + \int_0^\infty \gamma(\epsilon) \frac{1}{e^{(\epsilon - \mu)/k_B T} - 1} d\epsilon \quad (1.3)$$

其中  $N_0$  为系统分离出的基态原子数， $r$  是自旋态的密度，它与体积  $V$  有关

$$\gamma(\epsilon) = \frac{VM^{3/2}\epsilon^{1/2}}{\sqrt{2}\hbar^2\pi^2} \quad (1.4)$$

将 Eq. (1.4) 代入 Eq. (1.3)，可以得到

$$N = N_0 + \frac{V}{\lambda_{\text{th}}^3} g_{3/2}(z) \quad (1.5)$$

其中  $\lambda_{\text{th}} = \sqrt{2\pi\hbar^2/Mk_B T}$  是热力学德布罗意波长， $z = e^{\mu/k_B T}$  是逃逸速度，

$$N = 2.612 \frac{V}{\lambda_{th}^3} \quad (1.6)$$

$g_{3/2}(z)$ 是玻色方程

$$g_{3/2}(z) = \sum_{l=1}^{\infty} \frac{z^l}{l^{3/2}} \quad (1.7)$$

可以看到，当温度降低时，相空间密度提高。当系统温度从足够高的初始温度降低， $\mu$ 一开始远远小于零，当 $\mu$ 开始往零增加时， $g_{3/2}(z)$ 将会和 $n\lambda_{th}^3$ 一起增加，维持粒子总数不变。然而 $\mu$ 不会超过零，当 Eq.5 的第二项中  $z=1$  时，此时  $g_{3/2}(1)=2.612$ ，第一项基态原子数  $N_0$  开始被迫增加，温度  $T$  继续减小，会有大量原子凝聚到基态。整个过程中，相变发生在  $z=1$  的时刻，此时 Eq.(1.3)和 Eq.(1.5)不再满足  $N_0=0$ 。因此我们可以定义  $g_{3/2}=2.612$  时，并且 Eq.(1.5)中第一项为零，此时粒子凝聚为 BEC：

$$N = 2.612 \frac{V}{\lambda_{th}^3} \quad (1.8)$$

更进一步可以简化写成 $n\lambda_{th}^3=2.612$ ， $n$ 是凝聚体的空间密度。

### 1.1.3 无相互作用的 BEC

无相互作用的 BEC，此时阱的基态波函数表现为阱的分布形式

$$n_c(\vec{r}) = \frac{N_0}{\pi^{3/2} d_x d_y d_z} e^{-\left(\frac{x^2}{d_x^2} + \frac{y^2}{d_y^2} + \frac{z^2}{d_z^2}\right)} \quad (1.9)$$

阱分布为标准的高斯型分布，特征长度 $d_{x,y,z}^2 = \frac{\hbar}{m\omega_{x,y,z}}$ 。

### 1.1.4 弱相互作用的 BEC

弱相互作用的 BEC 可以由 Bogoliubov 理论推导出的 Gross-Pitaeski - Equation (GPE) 公式来描述。低温下的系统通常由 s 波散射作用，粒子间的相互作用可以写作

$$\begin{aligned} \hat{H} = \int d^3r \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r}) \left( -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_{ext}(\mathbf{r}) \right) \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r}) \\ + \frac{1}{2} \iint d^3r d^3r' \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r}) \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r}') U(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \hat{\Psi}(\mathbf{r}') \hat{\Psi}(\mathbf{r}) \end{aligned} \quad (1.10)$$

第一项描述系统的动能， $V_{\text{ext}}(\mathbf{r})$ 是外部场，第二项描述了粒子间的相互作用  $U(\mathbf{r}-\mathbf{r}')$ ， $\hat{\Psi}(\mathbf{r})$  and  $\hat{\Psi}(\mathbf{r}')$ 是玻色场操作算符。由于对称，满足下列关系

$$\begin{aligned} [\hat{\Psi}(\mathbf{r}), \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r}')] &= \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \\ [\hat{\Psi}(\mathbf{r}), \hat{\Psi}(\mathbf{r}')] &= 0 \\ [\hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r}), \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r}')] &= 0 \end{aligned} \quad (1.11)$$

又由

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \hat{\Psi}(\mathbf{r}, t) = [\hat{\Psi}(\mathbf{r}), \hat{H}] \quad (1.12)$$

通过 Eq. (1.10) 和 Eq. (1.11)，可以得到

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \hat{\Psi}(\mathbf{r}, t) &= \left( -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_{\text{ext}}(\mathbf{r}) \right) \hat{\Psi}(\mathbf{r}) \\ &+ \int d^3r' \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r}) \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r}') U(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \hat{\Psi}(\mathbf{r}') \hat{\Psi}(\mathbf{r}) \end{aligned} \quad (1.13)$$

假设密度分布是由微弱扰动的标量来描述，因此场操作算符可以写作

$$\hat{\Psi}(\mathbf{r}) = \langle \hat{\Psi}(\mathbf{r}) \rangle + \delta \hat{\Psi}(\mathbf{r}) \quad (1.14)$$

由平均场近似，可得

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \sqrt{N_0} \psi_0(\mathbf{r}, t) \quad (1.15)$$

两个原子之间的相互作用可以描述为二体碰撞，因此相互作用势可以写成

$$U(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = g \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (1.16)$$

其中  $g$  是耦合常数， $a_s$ 是散射长度

$$g = \frac{4\pi\hbar^2 a_s}{m} \quad (1.17)$$

可以得到 Gross-Pitaevskii Equation (GPE)

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(\mathbf{r}, t) = \left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_{\text{ext}}(\mathbf{r}) + g|\psi(\mathbf{r}, t)|^2 \right] \psi(\mathbf{r}, t) \quad (1.18)$$

BEC 关于空间和时间的波函数可以用一下描述

$$|\psi(\mathbf{r}, t)|^2 = N_0 |\psi_0(\mathbf{r}, t)|^2 \quad (1.19)$$

## 1.2 量子模拟

利用 BEC 模拟许多无法直接计算的物理现象已经成为研究热点之一，下面介绍目前量子模拟的几个重要研究领域。

### 1.2.1 自旋轨道耦合

自旋轨道耦合效应指的是电子的自旋角动量和轨道角动量相互耦合产生的效应。在半导体自旋电子学中，自旋轨道耦合效应起到了很多决定性的因素。随着科技手段飞速发展，越来越多和自旋轨道耦合有关的新材料和有趣的物理现象被报道，比如量子霍尔效应<sup>[39-42]</sup>、拓扑绝缘体<sup>[43,44]</sup>、自旋霍尔效应<sup>[45,46]</sup>、自旋场效应晶体管<sup>[47,48]</sup>、Majorana 费米子<sup>[49]</sup>和自旋量子计算<sup>[50]</sup>等。就量子霍尔效应来说，在外加强磁场下，由于朗道能级的形成，手性边缘态会带来量子化的霍尔电导，这其中是没有耗散的，所以人们一直期待量子霍尔效应能够应用到实际的器件中。但是研究这个效应需要很大的磁场，通常实验上是由通电线圈产生磁场，而线圈将会带来巨大的热能损耗，所以实验中常常将线圈放置在液氮里，产生超导线圈。

既然常规的计算和模拟难以胜任如此庞大复杂的系统，如何有效地模拟呢？超冷原子就是一个很好的模拟平台，人们可以用中性原子模拟带电粒子在磁场中的运动，来间接观测这类拓扑绝缘体的物理现象。那么就需要一个外加场来驱动原子，通常的办法有两种：一种是等效地产生洛伦兹力，比如 1999 年 Dalibard 小组将超冷气体诱导旋转，原子等效地在旋转参考系中感应到均匀磁场<sup>[51,52]</sup>，但是这个方案不会产生足够大的等效磁场。第二种方案是利用光场诱导原子产生人造规范势，比如在均匀磁场下，用具有可调相位的拉曼光来耦合原子的内态，相当于一个可调的有效驱动磁场，2013 年，德国马普所的 I. Bloch 小组和美国 MIT 的 Ketterle 小组通过这种方法改变原子的能带结构，在实验上实现了 Hofstadter 模型<sup>[52,53]</sup>。进一步，I. Bloch 小组在此基础上实现了最简单的拓扑模型，一维 Sushrieff-Heeger 模型，并在模型中观测到了拓扑 Zak 相位<sup>[54]</sup>，于 2016 年，进一步实现了拓扑电荷泵浦。通过自旋轨道耦合还可以研究拓扑绝缘体<sup>[55]</sup>，2011 年 Spielman 小组通过两束拉曼光耦合不同自旋态，实现了  $^{87}\text{Rb}$  的一维自旋轨道耦合<sup>[56]</sup>，2012 年我们小组和 Martin Zwierlein 小组分别实现了  $^{40}\text{K}$  和  $^6\text{Li}$  的费米气体二维自旋轨道耦合<sup>[57,58]</sup>，2016 年陈帅小组构造了拉曼光晶格量子系统，实现了  $^{87}\text{Rb}$  的二维自旋轨道耦合<sup>[59]</sup>。

那么有没有一种办法，可以不用依靠高强度磁场来研究霍尔效应。从拓扑来讲，量子化的电导来自于被占据能带的贝里相位为非零整数，那么问题就转变成了：不加磁场，能不能找到一种材料，它的能带拓扑数不是 0 呢？Haldane 发现，在量子霍尔效应中，能带拓扑数非零不是决定因素，而是由于体系的时间反演对称性被破坏掉了，如果加入周期性的磁场调制，相邻的磁场方向相反，那么整体



对外表现不需要外在磁场，那么也会实现量子霍尔效应，这就是量子反常霍尔效应<sup>[60]</sup>。2014年，T. Esslinger 小组通过调制光晶格，实现了六角晶格的 Haldane 模型，实现了超冷原子的量子霍尔效应并观测到相应的拓扑相变<sup>[61]</sup>。

### 1.2.2 磁性量子相变

与热扰动导致的热相变不同，量子相变是由量子涨落引起的。对于低温系统，量子涨落将消失，但是由于海森堡不确定关系，量子涨落不会为零，如果量子涨落足够大，系统将会发生量子相变。Mott 绝缘态很早就被提出，当时固体能带理论可以清楚地解释了金属和绝缘体之间的区别，但是却忽略电子间的相互作用，而 Mott 指出强电子相互作用下能带理论解释的金属实际是绝缘的<sup>[62]</sup>。光晶格的出现让模拟 Mott 绝缘态成为可能，2002 年德国 I. Bloch 小组首次在实验上观测到了  $^{87}\text{Rb}$  超冷原子在三维光晶格中由超流 (Superfluid, SF) 态相变到 Mott 绝缘 (Mott insulator, MI) 态<sup>[63]</sup>，这是第一次将量子模拟的概念引入到超冷原子中，从此光晶格成为超冷原子研究强关联多体系统中新奇量子态的重要手段。

光晶格出现后，物理学家们将自旋为  $1/2$  的超冷原子装载到一维光晶格中，获得了量子反铁磁 Heisenberg 模型<sup>[64,65]</sup>；装载到了二维光晶格中，获得了研究高温超导母体材料的模型。近年来日本京都大学 Takahashi 小组成功地将自旋为  $5/2$  的  $^{173}\text{Yb}$  费米气体冷却到简并状态<sup>[66]</sup>，这些高自旋的费米原子产生了更多的新奇基态和集体激发模式<sup>[67-70]</sup>。对于自旋为  $3$  的玻色子系统，Jean-Sébastien 等人预言在超流区域内及两相边界，反铁磁序和铁磁序会发生相变<sup>[71]</sup>。

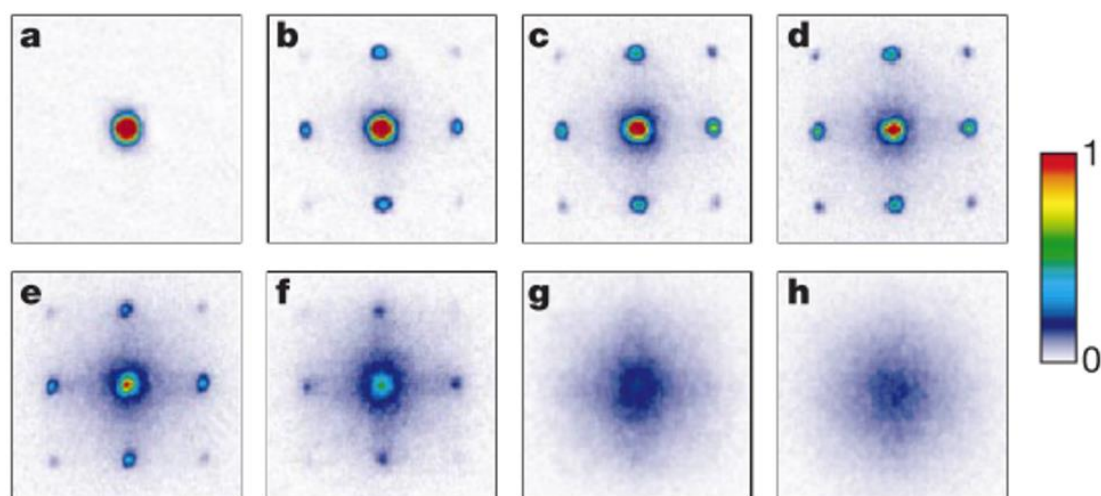


图 1.1 超流态到 Mott 绝缘态量子相变的吸收成像。图取自<sup>[63]</sup>，其中从图 a 到图 h 分别对应  $0E_r$ ,  $3E_r$ ,  $7E_r$ ,  $10E_r$ ,  $13E_r$ ,  $14E_r$ ,  $16E_r$ ,  $20E_r$  不同光晶格阱深的飞行吸收成像图。

### 1.2.3 光镊与原子阵列

实现对光晶格单个格点的操控，需满足两个条件：一个是成像分辨率小于格点周期，另外一个是可以精密操控单个点原子。2009 年，C. Chin 小组首次报道了他们将高分辨率原位成像应用到超冷原子，通过荧光成像观察到二维光晶格中的 Mott 绝缘态<sup>[72]</sup>。同年 M. Greiner 小组也实现量子气体显微成像 (quantum gas microscopic)<sup>[73]</sup>。与此同时，声光偏转器 (Acoustic optical modulator, AOD)、空间光调制器 (Spatial light modulator, SLM) 和数字微镜器件 (Digital micromirror devices, DMD) 快速应用到超冷原子中<sup>[74-79]</sup>，极大方便制备实验中所需构造的势阱。2015 年，David S. Weiss 小组实现了利用寻址光技术操控  $5 \times 5 \times 5$  三维光晶格中单个原子的同时维持多体系统的高保真度<sup>[80]</sup>，2018 年，该小组通过操控该阵列，将粒子重新排列到一个明显的低熵状态 (降低到 2.4 倍以下)，实现麦克斯韦妖，这将为开始中性原子量子计算机提供坚实的基础<sup>[81]</sup>。2016 年 A. Browaeys 小组通过光镊 (AOD 和 SLM 组合) 快速操控阵列中的原子，实现了无缺陷的任意二维原子阵列，之后该小组通过操控原子实现了三维原子阵列的排布<sup>[82,83]</sup>。

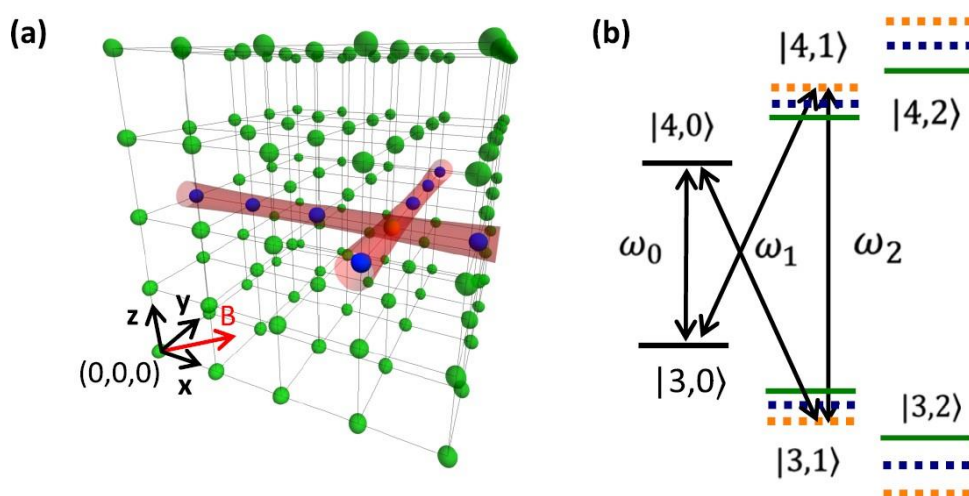


图 1.2 寻址光操控原子图。图取自<sup>[80]</sup>，图 (a) 表示三维光晶格中单个原子被两束光镊操控。图 (b) 基态能级结构的部分寻址，其中黄色虚线表示目标原子的 ac Stark 频移是其它原子的两倍。

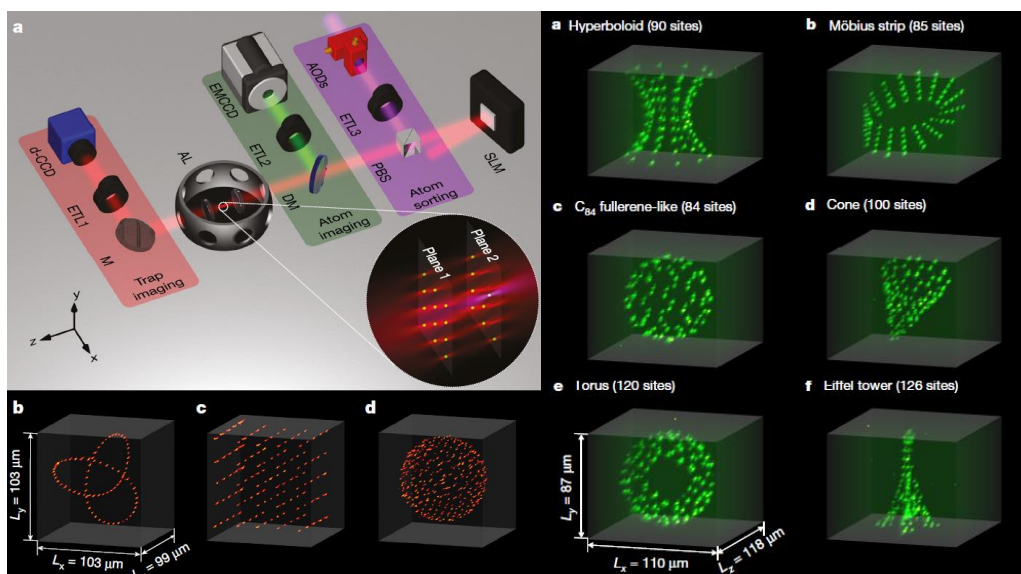


图 1.3 寻址光操控原子图。图取自<sup>[83]</sup>，图 (a) 利用 SLM 和组合 AOD 实现操控单原子。图 (b-f) 操控 Rydberg 原子实现不同形状的空间排列。

#### 1.2.4 非平衡态物理

如果多体系统中的粒子随着时间的演化，最终能均匀分布，那么称之为本征态热化 (Eigenstate thermalization hypothesis, ETH)。如果分布还保留演化前的信息，那么称之为多体局域化 (Many-body localization, MBL)。Anderson 最早研究晶体时发现，在无序足够强的情况下电子无法自由地扩散，晶体不再导电，此时为绝缘体，但这又和传统的能带绝缘体不同，费米面的态密度不是零<sup>[84]</sup>。后来发展到凝聚态物理中，指物质波在无序介质中不会发生扩散 (低维系统总是存在局域化)，这种强局域化也被命名安德森局域化 (Anderson Localization)<sup>[85]</sup>。

后来超冷原子和光晶格的出现，让研究这一问题变得简单可行。2006 年 David S. Weiss 小组利用一维光晶格制造出一个量子牛顿摆，经过成千次的碰撞，依然没有达到热力学平衡<sup>[86]</sup>。直到 2008 年，J. Billy 等人将 BEC 装载到波导管的光阱里，然后突然关闭纵向的光阱束缚，第一次直接观测到了 Anderson 局域化<sup>[87]</sup>，之后进一步在无序光晶格中研究了三维 localization<sup>[88]</sup>。还有通过光斑散射构造无序势阱观察 Anderson 局域化<sup>[89]</sup>。2015 年 I. Bloch 小组在一维光晶格中观测到费米气体的 MBL，发现临界无序值对相互作用有非常强的依赖性。2019 年，U. Schneider 小组将  $^{39}\text{K}$  装载到径向束缚强的扁状偶极光阱，蒸发得到 BEC，然后再将 BEC 装载到四倍旋转对称光晶格中，构成二维准晶结构<sup>[90]</sup>。2020 年该小组在该准晶中观测到 Anderson 局域化。

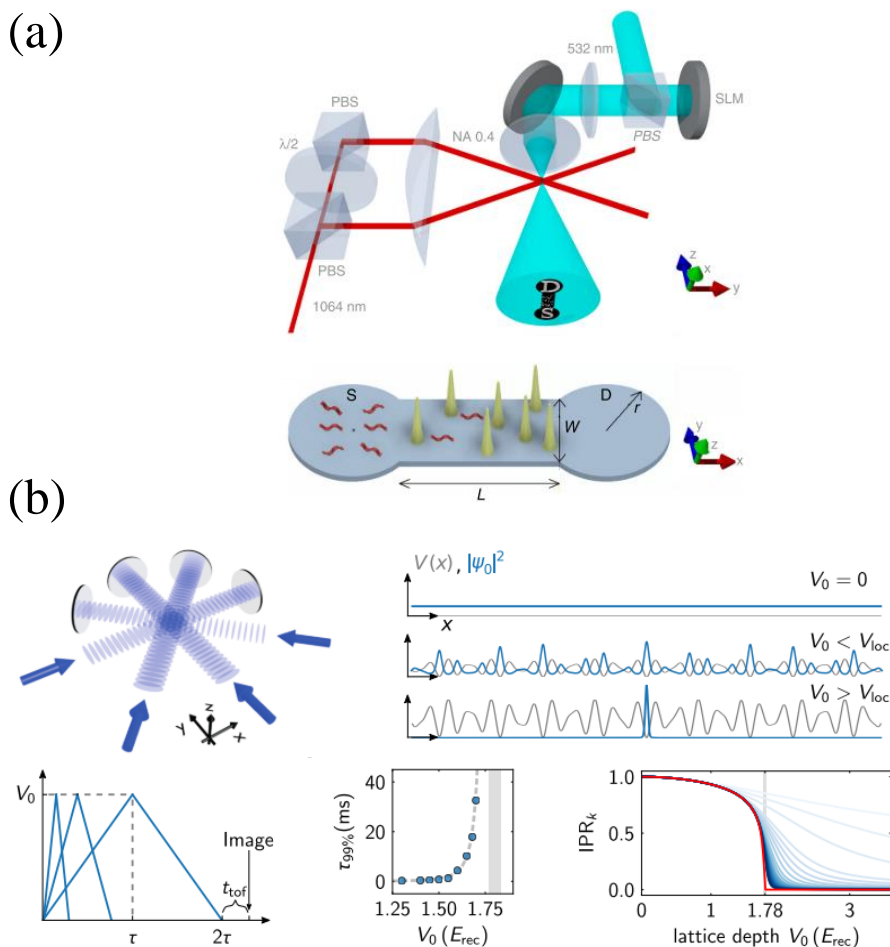


图 1.4 安德森局域化观测。图分别取自<sup>[91,92]</sup>，图 (a) 通过 SLM 构造无序势，第一次在二维系统观察到局域化。图 (b) 四对一维光晶格构造无序势阱，观察光晶格中的局域化现象。

### 1.2.5 低维量子气体

低维量子气体表现出许多奇特和丰富的物理现象，主要由系统的量子统计、维度和强相互作用共同导致，典型的例子就是高温超导和石墨烯。将原子压缩到一个平坦均匀的准二维势阱中比装载到构造出的雪茄型状的非均匀势阱中更利于成像，尤其是对比度<sup>[93]</sup>。

制备低维量子气体的通常手段是利用光晶格将原子束缚在低维势阱中。将三维 BEC 分别装载到一维波导管和二维光晶格中可以制备出二维和一维量子气体。利用一维玻色气体可以研究 Tonks-Girardeau 气体，此时的玻色气体具有类似费米气体的性质<sup>[94-97]</sup>。二维玻色气体可以研究许多拓扑现象，其中一个非常有趣的现象是，当系统从高温正相到低温超流态转变时存在拓扑相变，Berezinskii-



Kosterlitz-Thouless transition (BKT) [98,99]。20 世纪 70 年代, Kosterlitz 和 Thouless 教授分别将拓扑学引入到物理中, 证明了薄层中存在超导体和超流现象, 发现了低温和高温的拓扑相变, 因此两人荣获 2016 年诺贝尔物理学奖。

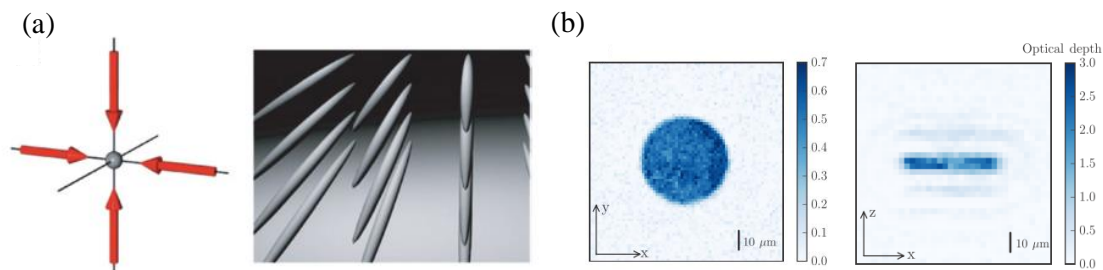


图 1.5 一维和二维量子气体。图分别取自<sup>[100,101]</sup>, 图 (a) 两对互相垂直的光晶格将原子装载到一维束缚阱中。图 (b) 利用可变晶格常数的一维光晶格将三维超冷原子压缩到二维系统。

### 1.2.6 其它动力学

可用于研究晶格中冷原子的动力学过程, 包括布洛赫振荡<sup>[102-105]</sup>、量子隧道效应<sup>[106-110]</sup>、原子波包运动和量子态的相干传输与控制<sup>[111, 112]</sup>。最早将量子力学理论应用到研究晶体的是布洛赫, 他在研究晶体的量子传导时发现, 受外电场作用晶体中电子的运动是振荡而不是传播, 在此基础上他求解了晶体中电子运动的薛定谔方程, 提出了电子能带理论, 这是近代半导体工业发展的理论基础。布洛赫振荡可以看成晶格中电子的波函数被晶格周期性的格点调制产生的结果。很早就有很多现象间接表明布洛赫振荡的存在, 但是因为由于晶格杂质和缺陷, 无法进一步研究。1996 年巴黎高师 Salomon 小组将拉曼冷却的铯原子装载到完整无缺陷的一维光晶格中, 然后控制光晶格两束光的失谐, 产生运动的超晶格, 原子将受驱动均匀加速, 类似于电子在晶格中感受到的外电场, 最终观测到 1KHz 的布洛赫振荡<sup>[102]</sup>。2008 年, 奥地利 Innsbruck 大学 M. Gustavsson 等人通过调节 Feshbach 共振, 控制铯原子间的相互作用, 将布洛赫振荡周期增加到两万次<sup>[113]</sup>。

量子隧穿表示电子等微观粒子由于波动性, 可以穿越比自己能量高的势垒。将超冷原子装载到光晶格中, 同样存在原子在格点间的量子隧穿, 在此基础上进而研究噪声和耗散对量子运输的影响, 同时这又为人们研究固体物理中  $\alpha$  粒子的隧穿效应提供了理想而又丰富的环境。

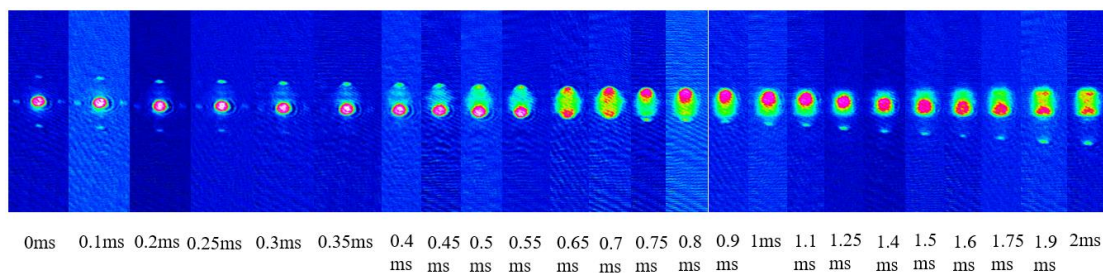
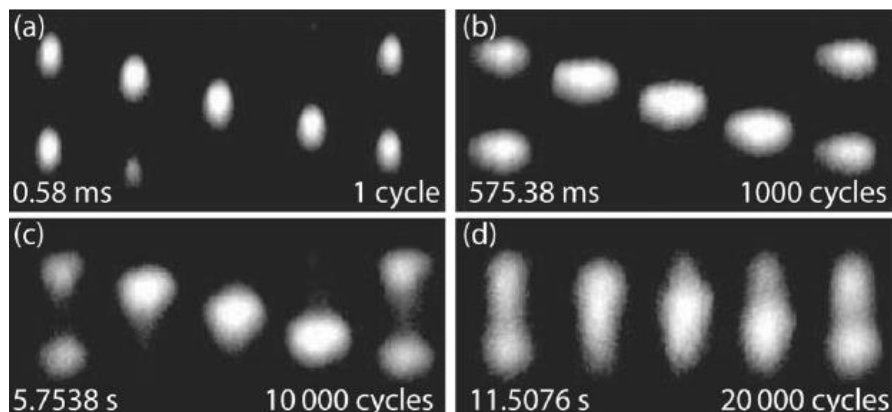
图 1.6  $^{87}\text{Rb}$  原子在面内二维光晶格中的 Bloch 振荡。

图 1.7 通过调节 Feshbach 共振，观测到两万个布洛赫振荡周期。

### 1.3 文章结构

本论文第一章主要介绍了超冷原子的发展历史，回顾了上世纪人类如何经过多代人的努力，最终发现玻色爱因斯坦凝聚体。之后以量子模拟为核心，介绍了国际前沿的物理工作。

第二章，首先介绍了实验室环境，然后介绍了制备玻色爱因斯坦的相关设备和实验过程，包括了真空系统、抽真空步骤、回收铷源、暗磁光阱、蓝失谐光塞堵塞磁阱蒸发、红失谐偶极光阱蒸发以及吸收成像。

第三章，实验过程中介绍了常用的相关技术、射频和微波转态、原位成像，光晶格绝热装载原子以及测量光晶格阱深。

第四章，在二维光晶格中实现 BEC 从超流态到 Mott 绝缘态的量子相变。

第五章利用 Kapitza-Dirac 散射在两种不同结构的二维光晶格中观测到物质波的亚波长相位结构。

第六章，研究了 ac Stark 效应和极化率，依据公式推导出偶极势和一维光晶格的势阱。通过实验搭建四种不同偏振的一维光晶格，研究了极化率标量和矢量

能量位移。最后通过光晶格势阱研究了三种不同自旋态的极化率为零时的 tune-out 波长，以及磁场对 tune-out 波长的影响。

第七章，主要研究了拉曼光相位对跃迁布居数的影响。通过理论和实验得出结论，一对拉曼光跃迁的激光相位不影响初态和末态的布居数分布，但是两对拉曼光的相对相位会影响初态和末态的布居数分布，可以进一步精细调控拉曼耦合强度。

第八章，首先介绍了涡旋在拓扑材料中起到的重要作用，自旋轨道角动量耦合在超冷原子中的发展历史。然后介绍了实验光路图以及观察到自旋轨道角动量耦合。

第九章，介绍二维气体不同于三维的主要特征，以及可以研究的物理领域。详细描述了实验设计方案，光路搭建以及过程中遇到的问题。实现 2D BEC 装载到二维光晶格中并观测到摩尔条纹，为下一步研究拓扑相变和多体局域化提供条件。

## 参考文献

- [1] 文小刚, (胡滨译). 量子多体理论: 从声子的起源到光子和电子的起源[M]. 高等教育出版社,2004.
- [2] Phillips W D, Prodan J V, Metcalf H J.Laser cooling and electromagnetic trapping of neutral atoms[J].JOSA B,1985, 2 (11): 1751-1767.
- [3] 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.
- [4] Aspect A, Arimondo E, Kaiser R E A, et al.Laser cooling below the one-photon recoil energy by velocity-selective coherent population trapping[J].Physical Review Letters,1988, 61 (7): 826.
- [5] 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.
- [6] 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.
- [7] 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.
- [8] Hadzibabic Z, Stock S, Battelier B, et al.Interference of an array of independent Bose-Einstein condensates[J].Physical Review Letters,2004, 93 (18): 180403.
- [9] Bolda E L, Walls D F.Detection of vorticity in Bose-Einstein condensed gases by matter-wave interference[J].Physical Review Letters,1998, 81 (25): 5477.
- [10] Wang Y-J, Anderson D Z, Bright V M, et al.Atom Michelson interferometer on a chip using a Bose-Einstein condensate[J].Physical Review Letters,2005, 94 (9): 090405.
- [11] Bloch I, Hänsch T W, Esslinger T.Atom laser with a cw output coupler[J].Physical Review Letters,1999, 82 (15): 3008.
- [12] Mewes M-O, Andrews M, Kurn D, et al.Output coupler for Bose-Einstein condensed atoms[J].Physical Review Letters,1997, 78 (4): 582.



- 
- [13] Ketterle W. Nobel lecture: When atoms behave as waves: Bose-Einstein condensation and the atom laser[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2002, 74 (4): 1131.
- [14] Inouye S, Gupta S, Rosenband T, et al. Observation of vortex phase singularities in Bose-Einstein condensates[J]. *Physical Review Letters*, 2001, 87 (8): 080402.
- [15] Madison K, Chevy F, Wohlleben W, et al. Vortex formation in a stirred Bose-Einstein condensate[J]. *Physical Review Letters*, 2000, 84 (5): 806.
- [16] Abo-Shaeer J, Raman C, Vogels J, et al. Observation of vortex lattices in Bose-Einstein condensates[J]. *Science*, 2001, 292 (5516): 476-479.
- [17] Parsons M F, Mazurenko A, Chiu C S, et al. Site-resolved measurement of the spin-correlation function in the Fermi-Hubbard model[J]. *Science*, 2016, 353 (6305): 1253-1256.
- [18] Brown P T, Mitra D, Guardado-Sanchez E, et al. Bad metallic transport in a cold atom Fermi-Hubbard system[J]. *Science*, 2019, 363 (6425): 379-382.
- [19] Cheuk L W, Nichols M A, Lawrence K R, et al. Observation of spatial charge and spin correlations in the 2D Fermi-Hubbard model[J]. *Science*, 2016, 353 (6305): 1260-1264.
- [20] Mazurenko A, Chiu C S, Ji G, et al. A cold-atom Fermi-Hubbard antiferromagnet[J]. *Nature*, 2017, 545 (7655): 462-466.
- [21] Esslinger T. Fermi-Hubbard physics with atoms in an optical lattice[J]. *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.*, 2010, 1 (1): 129-152.
- [22] Rohringer W, Fischer D, Trupke M, et al. Stochastic optimization of Bose-Einstein condensation using a genetic algorithm[J]. *Stochastic Optimization-Seeing the Optimal for the Uncertain*, 2011: 3-28.
- [23] Fried D G, Killian T C, Willmann L, et al. Bose-Einstein condensation of atomic hydrogen[J]. *Physical Review Letters*, 1998, 81 (18): 3811.
- [24] Dos Santos F P, Léonard J, Wang J, et al. Bose-Einstein condensation of metastable helium[J]. *Physical Review Letters*, 2001, 86 (16): 3459.
- [25] Mcnamara J, Jelts T, Tychkov A, et al. Degenerate Bose-Fermi mixture of

- metastable atoms[J].Physical Review Letters,2006, 97 (8): 080404.
- [26] 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.
- [27] Modugno G, Ferrari G, Roati G, et al.Bose-Einstein condensation of potassium atoms by sympathetic cooling[J].Science,2001, 294 (5545): 1320-1322.
- [28] Demarco B, Jin D S.Onset of Fermi degeneracy in a trapped atomic gas[J].Science,1999, 285 (5434): 1703-1706.
- [29] Cornish S L, Claussen N R, Roberts J L, et al.Stable  $^{85}\text{Rb}$  Bose-Einstein condensates with widely tunable interactions[J].Physical Review Letters,2000, 85 (9): 1795.
- [30] Weber T, Herbig J, Mark M, et al.Bose-Einstein condensation of cesium[J].Science,2003, 299 (5604): 232-235.
- [31] Mickelson P G, De Escobar Y M, Yan M, et al.Bose-Einstein condensation of  $\text{Sr } 88$  through sympathetic cooling with  $\text{Sr } 87$ [J].Physical Review A,2010, 81 (5): 051601.
- [32] Stellmer S, Tey M K, Grimm R, et al.Bose-Einstein condensation of  $\text{Sr } 86$ [J].Physical Review A,2010, 82 (4): 041602.
- [33] Tey M K, Stellmer S, Grimm R, et al.Double-degenerate Bose-Fermi mixture of strontium[J].Physical Review A,2010, 82 (1): 011608.
- [34] Griesmaier A, Werner J, Hensler S, et al.Bose-Einstein condensation of chromium[J].Physical Review Letters,2005, 94 (16): 160401.
- [35] Lu M, Burdick N Q, Youn S H, et al.Strongly dipolar Bose-Einstein condensate of dysprosium[J].Physical Review Letters,2011, 107 (19): 190401.
- [36] Aikawa K, Frisch A, Mark M, et al.Bose-Einstein condensation of erbium[J].Physical Review Letters,2012, 108 (21): 210401.
- [37] Fukuhara T, Sugawa S, Takahashi Y.Bose-Einstein condensation of an ytterbium isotope[J].Physical Review A,2007, 76 (5): 051604.
- [38] Fukuhara T, Sugawa S, Takasu Y, et al.All-optical formation of quantum degenerate mixtures[J].Physical Review A,2009, 79 (2): 021601.

- [39] Novoselov K S, Jiang Z, Zhang Y, et al. Room-temperature quantum Hall effect in graphene[J]. *Science*, 2007, 315 (5817): 1379-1379.
- [40] Jain J K. Composite-fermion approach for the fractional quantum Hall effect[J]. *Physical Review Letters*, 1989, 63 (2): 199.
- [41] Bernevig B A, Zhang S-C. Quantum spin Hall effect[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96 (10): 106802.
- [42] Cage M E, Klitzing K, Chang A, et al. The quantum Hall effect[M]. Springer Science & Business Media, 2012.
- [43] Moore J E. The birth of topological insulators[J]. *Nature*, 2010, 464 (7286): 194-198.
- [44] Hasan M Z, Kane C L. Colloquium: topological insulators[J]. *Reviews of modern physics*, 2010, 82 (4): 3045.
- [45] Kato Y K, Myers R C, Gossard A C, et al. Observation of the spin Hall effect in semiconductors[J]. *Science*, 2004, 306 (5703): 1910-1913.
- [46] Hirsch J. Spin hall effect[J]. *Physical Review Letters*, 1999, 83 (9): 1834.
- [47] Chuang P, Ho S-C, Smith L W, et al. All-electric all-semiconductor spin field-effect transistors[J]. *Nature Nanotechnology*, 2015, 10 (1): 35-39.
- [48] Schliemann J, Egues J C, Loss D. Nonballistic spin-field-effect transistor[J]. *Physical Review Letters*, 2003, 90 (14): 146801.
- [49] !!! INVALID CITATION !!! [49-51].
- [50] Koelling D, Harmon B. A technique for relativistic spin-polarised calculations[J]. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, 1977, 10 (16): 3107.
- [51] Fetter A L. Rotating trapped bose-einstein condensates[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2009, 81 (2): 647.
- [52] Aidelsburger M, Atala M, Lohse M, et al. Realization of the Hofstadter Hamiltonian with ultracold atoms in optical lattices[J]. *Physical review letters*, 2013, 111 (18): 185301.
- [53] Miyake H, Siviloglou G A, Kennedy C J, et al. Realizing the Harper Hamiltonian with laser-assisted tunneling in optical lattices[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 111

(18): 185302.

[54] Atala M, Aidelsburger M, Barreiro J T, et al. Direct measurement of the Zak phase in topological Bloch bands[J]. *Nature Physics*, 2013, 9 (12): 795-800.

[55] Lohse M, Schweizer C, Zilberberg O, et al. A Thouless quantum pump with ultracold bosonic atoms in an optical superlattice[J]. *Nature Physics*, 2016, 12 (4): 350-354.

[56] Lin Y-J, Jiménez-García K, Spielman I B. Spin-orbit-coupled Bose-Einstein condensates[J]. *Nature*, 2011, 471 (7336): 83-86.

[57] 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.

[58] 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.

[59] 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.

[60] Haldane F D M. Model for a quantum Hall effect without Landau levels: Condensed-matter realization of the "parity anomaly"[J]. *Physical Review Letters*, 1988, 61 (18): 2015.

[61] Jotzu G, Messer M, Desbuquois R, et al. Experimental realization of the topological Haldane model with ultracold fermions[J]. *Nature*, 2014, 515 (7526): 237-240.

[62] Mott N F, Davis E A. *Electronic processes in non-crystalline materials*[M]. Oxford University Press, 2012.

[63] 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.

[64] Murmann S, Deuretzbacher F, Zürn G, et al. Antiferromagnetic Heisenberg spin chain of a few cold atoms in a one-dimensional trap[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 115 (21): 215301.

- [65] Werner F, Parcollet O, Georges A, et al. Interaction-induced adiabatic cooling and antiferromagnetism of cold fermions in optical lattices[J]. *Physical Review Letters*, 2005, 95 (5): 056401.
- [66] Sato M, Takahashi Y, Fujimoto S. Non-Abelian topological order in s-wave superfluids of ultracold fermionic atoms[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 103 (2): 020401.
- [67] Tu H-H, Zhang G-M, Yu L. Spin-quadrupole ordering of spin-3/2 ultracold fermionic atoms in optical lattices in the one-band Hubbard model[J]. *Physical Review B*, 2006, 74 (17): 174404.
- [68] Tu H-H, Zhang G-M, Yu L. Mott insulating phases and quantum phase transitions of interacting spin-3/2 fermionic cold atoms in optical lattices at half filling[J]. *Physical Review B*, 2007, 76 (1): 014438.
- [69] Wu C, Hu J-P, Zhang S-C. Exact SO(5) symmetry in the spin-3/2 fermionic system[J]. *Physical Review Letters*, 2003, 91 (18): 186402.
- [70] Wu C, Zhang S-C. Sufficient condition for absence of the sign problem in the fermionic quantum Monte Carlo algorithm[J]. *Physical Review B*, 2005, 71 (15): 155115.
- [71] Bernier J-S, Sengupta K, Kim Y B. Mott phases and superfluid-insulator transition of dipolar spin-three bosons in an optical lattice: Implications for Cr 52 atoms[J]. *Physical Review B*, 2007, 76 (1): 014502.
- [72] Gemelke N, Zhang X, Hung C-L, et al. In situ observation of incompressible Mott-insulating domains in ultracold atomic gases[J]. *Nature*, 2009, 460 (7258): 995-998.
- [73] Bakr W S, Gillen J I, Peng A, et al. A quantum gas microscope for detecting single atoms in a Hubbard-regime optical lattice[J]. *Nature*, 2009, 462 (7269): 74-77.
- [74] Kim H, Lee W, Lee H-G, et al. In situ single-atom array synthesis using dynamic holographic optical tweezers[J]. *Nature communications*, 2016, 7 (1): 1-8.
- [75] Muldoon C, Brandt L, Dong J, et al. Control and manipulation of cold atoms in optical tweezers[J]. *New Journal of Physics*, 2012, 14 (7): 073051.
- [76] Bergamini S, Darquié B, Jones M, et al. Holographic generation of microtrap arrays

for single atoms by use of a programmable phase modulator[J].*JOSA B*,2004, 21 (11): 1889-1894.

[77] Kim M E, Chang T-H, Fields B M, et al.Trapping single atoms on a nanophotonic circuit with configurable tweezer lattices[J].*Nature Communications*,2019, 10 (1): 1-8.

[78] Gross C, Bloch I.Quantum simulations with ultracold atoms in optical lattices[J].*Science*,2017, 357 (6355): 995-1001.

[79] Fatemi F, Bashkansky M, Dutton Z.Dynamic high-speed spatial manipulation of cold atoms using acousto-optic and spatial light modulation[J].*Optics Express*,2007, 15 (6): 3589-3596.

[80] Wang Y, Zhang X, Corcovilos T A, et al.Coherent addressing of individual neutral atoms in a 3D optical lattice[J].*Physical Review Letters*,2015, 115 (4): 043003.

[81] Kumar A, Wu T Y, Giraldo F, et al.Sorting ultracold atoms in a three-dimensional optical lattice in a realization of Maxwell's demon[J].*Nature*,2018, 561 (7721): 83-87.

[82] Barredo D, De Léséleuc S, Lienhard V, et al.An atom-by-atom assembler of defect-free arbitrary two-dimensional atomic arrays[J].*Science*,2016, 354 (6315): 1021-1023.

[83] Barredo D, Lienhard V, De Leseleuc S, et al.Synthetic three-dimensional atomic structures assembled atom by atom[J].*Nature*,2018, 561 (7721): 79-82.

[84] Anderson P W.Absence of diffusion in certain random lattices[J].*Physical Review Letters*,1958, 109 (5): 1492.

[85] Teichert F, Zienert A, Schuster J, et al.Strong localization in defective carbon nanotubes: a recursive Green's function study[J].*New Journal of Physics*,2014, 16 (12): 123026.

[86] Kinoshita T, Wenger T, Weiss D S.A quantum Newton's cradle[J].*Nature*,2006, 440 (7086): 900-903.

[87] Billy J, Josse V, Zuo Z, et al.Direct observation of Anderson localization of matter waves in a controlled disorder[J].*Nature*,2008, 453 (7197): 891-894.

[88] Jendrzejewski F, Bernard A, Mueller K, et al.Three-dimensional localization of ultracold atoms in an optical disordered potential[J].*Nature Physics*,2012, 8 (5): 398-

403.

- [89] Bouyer P. Quantum gases and optical speckle: a new tool to simulate disordered quantum systems[J]. Reports on Progress in Physics, 2010, 73 (6): 062401.
- [90] Viebahn K, Sbroscia M, Carter E, et al. Matter-wave diffraction from a quasicrystalline optical lattice[J]. Physical Review Letters, 2019, 122 (11): 110404.
- [91] Sbroscia M, Viebahn K, Carter E, et al. Observing Localization in a 2D Quasicrystalline Optical Lattice[J]. Physical Review Letters, 2020, 125 (20): 200604.
- [92] White D H, Haase T A, Brown D J, et al. Observation of two-dimensional Anderson localisation of ultracold atoms[J]. Nature Communications, 2020, 11 (1): 1-8.
- [93] Dietrich C. An accordion-type lattice: A tuneable dipole trap for ultracold gases[D]. Master's thesis, University of Stuttgart, 2018.
- [94] Brandino G, Caux J-S, Konik R. Glimmers of a quantum kam theorem: Insights from quantum quenches in one-dimensional bose gases[J]. Physical Review X, 2015, 5 (4): 041043.
- [95] Kulkarni M, Mandal G, Morita T. Quantum quench and thermalization of one-dimensional Fermi gas via phase-space hydrodynamics[J]. Physical Review A, 2018, 98 (4): 043610.
- [96] Kinoshita T, Wenger T, Weiss D S. Observation of a one-dimensional Tonks-Girardeau gas[J]. Science, 2004, 305 (5687): 1125-1128.
- [97] Paredes B, Widera A, Murg V, et al. Tonks-Girardeau gas of ultracold atoms in an optical lattice[J]. Nature, 2004, 429 (6989): 277-281.
- [98] Hadzibabic Z, Krüger P, Cheneau M, et al. Berezinskii-Kosterlitz-Thouless crossover in a trapped atomic gas[J]. Nature, 2006, 441 (7097): 1118-1121.
- [99] Zaleski T, Kopeć T. Berezinskii-Kosterlitz-Thouless transition of ultracold atoms in optical lattice[J]. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 2017, 50 (8): 085006.
- [100] Bloch I, Greiner M J a I a M, Physics O. Exploring Quantum Matter with Ultracold Atoms in Optical Lattices[J], 2005, 52 (9): 1-47.

- [101] Ville J, Bienaimé T, Saint-Jalm R, et al. Loading and compression of a single two-dimensional Bose gas in an optical accordion[J]. *Physical Review A*, 2017, 95 (1): 013632.
- [102] Dahan M B, Peik E, Reichel J, et al. Bloch oscillations of atoms in an optical potential[J]. *Physical Review Letters*, 1996, 76 (24): 4508.
- [103] Cladé P, De Mirandes E, Cadoret M, et al. Determination of the fine structure constant based on Bloch oscillations of ultracold atoms in a vertical optical lattice[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96 (3): 033001.
- [104] Carusotto I, Pitaevskii L, Stringari S, et al. Sensitive measurement of forces at the micron scale using Bloch oscillations of ultracold atoms[J]. *Physical Review Letters*, 2005, 95 (9): 093202.
- [105] Haller E, Hart R, Mark M J, et al. Inducing transport in a dissipation-free lattice with super Bloch oscillations[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104 (20): 200403.
- [106] Wu B, Niu Q. Nonlinear Landau-Zener tunneling[J]. *Physical Review A*, 2000, 61 (2): 023402.
- [107] Jona-Lasinio M, Morsch O, Cristiani M, et al. Asymmetric Landau-Zener tunneling in a periodic potential[J]. *Physical Review Letters*, 2003, 91 (23): 230406.
- [108] 范文斌, 刘伍明. 玻色-爱因斯坦凝聚体在光势阱中的量子隧穿[J]. *物理*, 2003, 32 (01): 0-0.
- [109] Liu W-M, Fan W-B, Zheng W, et al. Quantum tunneling of Bose-Einstein condensates in optical lattices under gravity[J]. *Physical Review Letters*, 2002, 88 (17): 170408.
- [110] 樊博. 玻色-爱因斯坦凝聚在一维光学晶格中的量子隧穿[D]. 华中科技大学, 2008.
- [111] Wineland D J, Monroe C, Itano W M, et al. Experimental issues in coherent quantum-state manipulation of trapped atomic ions[J]. *Journal of research of the National Institute of Standards and Technology*, 1998, 103 (3): 259.
- [112] Dubosclard W, Kim S, Alzar C L G. Nondestructive microwave detection of a



coherent quantum dynamics in cold atoms[J].Communications Physics,2021, 4 (1): 1-7.

[113] Gustavsson M, Haller E, Mark M, et al.Control of interaction-induced dephasing of Bloch oscillations[J].Physical Review Letters,2008, 100 (8): 080404.

## 第二章 超冷原子实验平台

2017 年 11 月, 在经过两年多的实验搭建, 我们平台实现了  $^{87}\text{Rb}$  的玻色爱因斯坦凝聚。之后经过多次的实验方案改进, 高纯度 BEC 的原子数目长期保持稳定在  $7 \times 10^5$  左右, 并且在无蓝失谐光塞堵塞磁阱的情况下制备出的 BEC, 依旧保持  $2 \times 10^5$  左右, 这为长期稳定测量实验数据提供良好的基础。

本章将主要介绍实验平台、真空腔室、光路系统、磁场系统、射频蒸发转态系统、以及制备 BEC 的实验步骤和成像探测系统。

### 2.1 实验平台

主要介绍了实验室的整体布局划分, 和平台温度的精确控制。

#### 2.1.1 实验室环境

实验室一共搭建了三套超冷原子平台, 分别为“平台 1:  $^{87}\text{Rb}$ - $^{40}\text{K}$  磁转移”, “平台 2:  $^{87}\text{Rb}$ - $^{40}\text{K}$  2D 推送平台”和“平台 3:  $^{23}\text{Na}$ - $^{40}\text{K}$  超冷分子平台”。平台 6 是纳米粒子平台。

为了充分合理地利用资源, 我们将实验室做了如下划分, 如图 2.1 (a), 其中小平台是一号与二号平台放置饱和吸收激光器的平台, 为了隔绝外部灰尘和声音的干扰, 所有平台全部都用超透明软帘隔离, 如图 2.1 (d)。图 2.1 (b) 是实验室外部六台冷水机, 供三套冷原子平台功放, 线圈和其它器件冷却。四号平台是超净室, 主要放置钛宝石激光器及其泵浦源激光器。

位置(7)是日常我们成像和记录数据的地方, 一台 Tek 示波器监视 1064nm 偶极光阱的光强, 一台采样速率 5Gs/s 四通道示波器, 实验控制计算机, 成像处理计算机, 还有一台处理数据, 查阅资料的计算机。如图 2.1 (c)。实验室系统的温度主要由中央空调控制, 常年保持在 23°摄氏度, 每个平台的温度由一台主机用 Labview 采集监视。

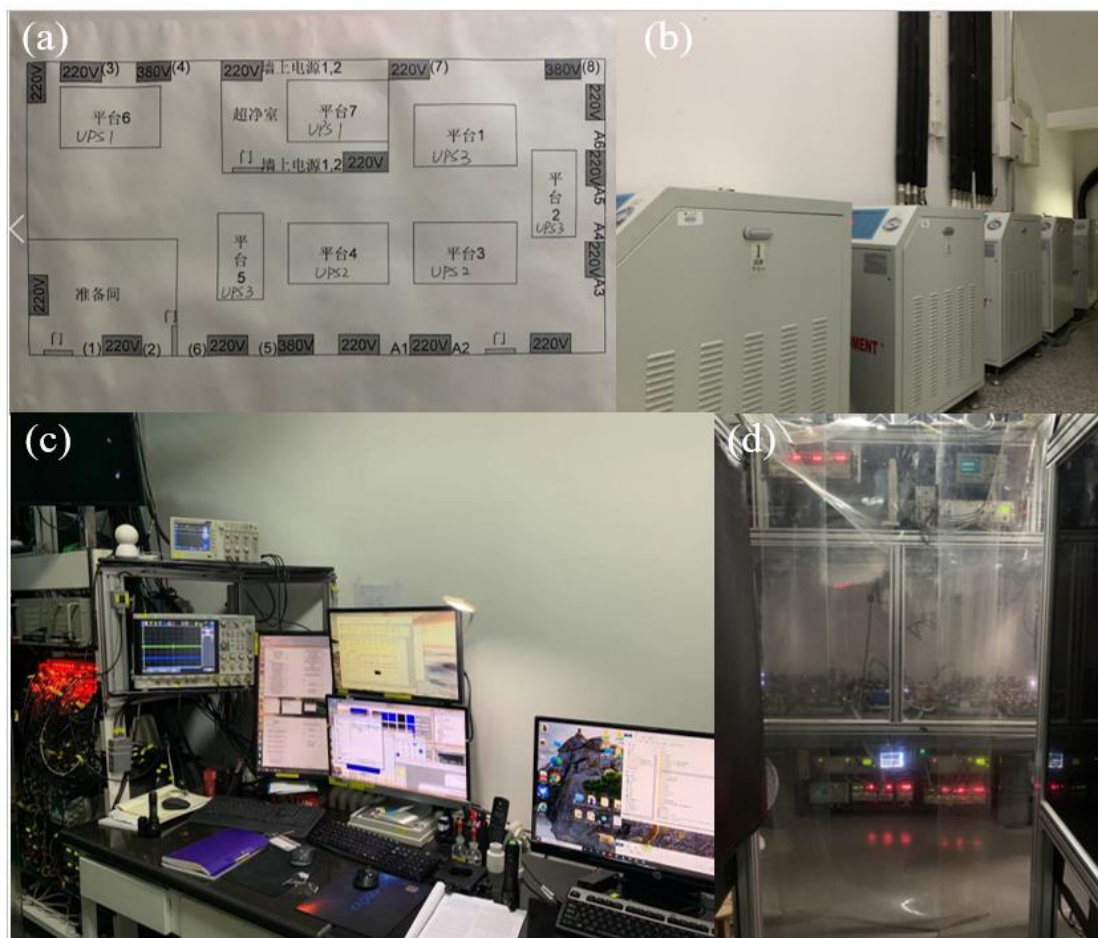


图 2.1 (a) 实验室的整体划分图；(b) 六台冷水机供三套平台制冷；(c) 实验操作空间；(d) 表示 1 号 2 号共用饱和吸收小平台。

### 2.1.2 平台温度控制

光晶格的实验需要对激光相对相位有着较高的要求，我们通过给平台内部输送冷气，由玻璃腔室附近的热电偶探头和计算机设置的温度比较，反馈输出冷气的温度，达到恒温目的。其中热电偶探头与 NI 数字采集卡构成探测系统，冷水机和鼓风通道组成控制系统，如图 2(a)，计算机的 Labview 作为反馈系统。最后组成闭环反馈控制，可以实时将平台的温度控制在  $0.5^{\circ}\text{C}$  的抖动范围内，如图 2(b)。

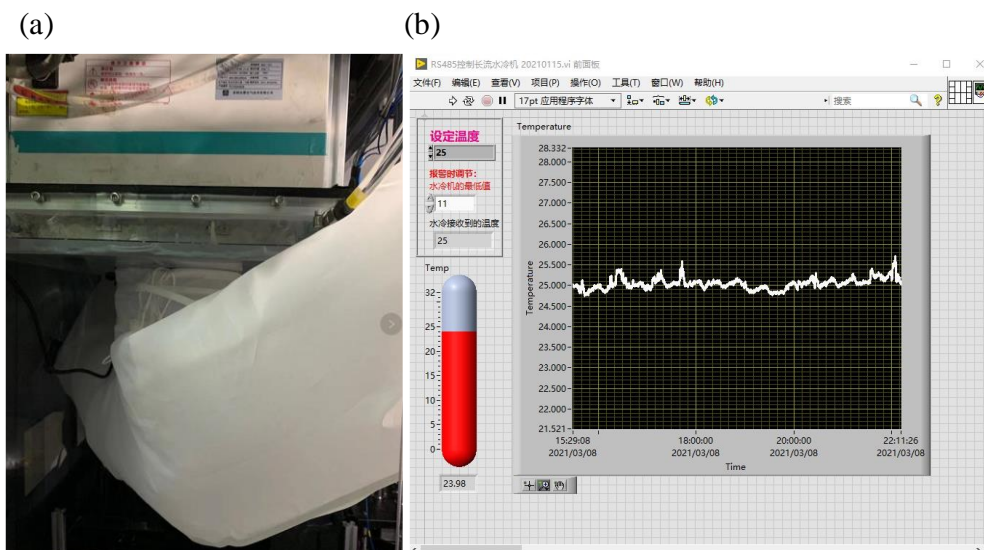


图 2.2 (a) 鼓风机通道；(b) Labview 闭环反馈温度控制软件。

## 2.2 真空系统

### 2.2.1 实验装置

在最初设计时我们没有考虑材料磁性，因为其他平台的冷原子从一级真空腔向二级转移的时候，不是通过磁场线圈转移，而是由光推送过去，所以并没有发现原子损耗。2016 年，我们发现了这个问题，重新向北京力美特真空公司定制了一套纯钛制成的真空腔室，并于 2017 年夏天替换旧的不锈钢腔体，经过一个多月的系统恢复和实验过程，最终在 10 月底实现  $^{87}\text{Rb}$  的玻色爱因斯坦凝聚。

如图 2.3，我们的真空腔室主要有两级，其中一级的真空度为  $10^{-7}\text{Pa}$ ，主要俘获背景气体，一级与二级之间连有 28cm 的插分管，形成两级真空差，二级达到超高真空  $10^{-9}\text{Pa}$ ，为超冷原子提供干净的实验环境。

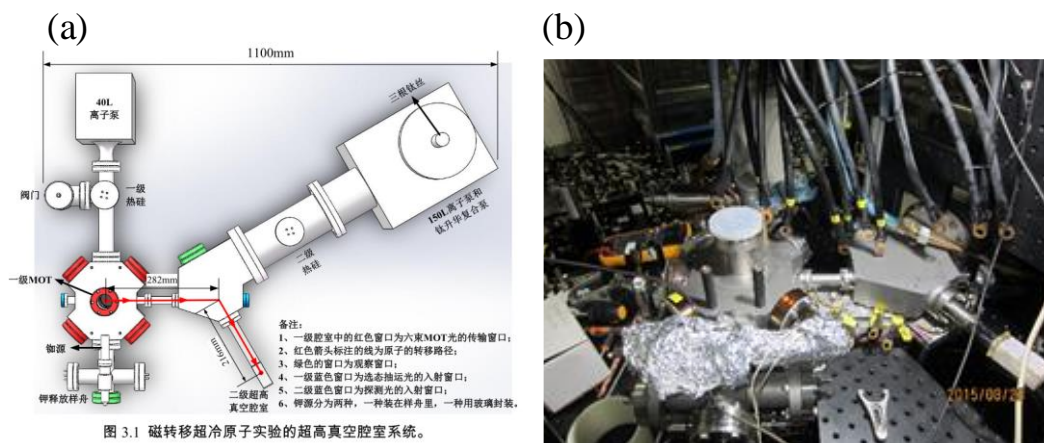


图 3.1 磁转移超冷原子实验的超高真空腔室系统。

图 2.3 (a)真空系统, 图来自<sup>[1]</sup>; (b) 真空系统实拍图, 图中涉及的高纯度铷源来自新疆有色金属研究所, 钾源提纯和封装公司是美国 Precision Glass Blowing 公司, 无氧铜垫圈和插分管来自北京力美特真空公司, 二级玻璃腔室来自于日本 Japan Cell 公司, 阀门, 真空窗片和复合钛升华离子泵来自于 VAT 和 Agilent 公司。

### 2.2.2 抽真空步骤

第一步, 我们将整个真空腔体用加热带缠绕, 并且不能重复交叠, 防止受热不均匀和发生危险事故。在有窗片的位置, 要用制作好的直径 35mm, 厚度 3mm 铝片覆盖再包裹加热带, 防止升温过程中玻璃窗片受热不均匀出现炸裂。我们将真空分为三个部分加热, 其中一级真空腔到插分管末端为一部分 (包括一级离子泵), 插分管末端到玻璃腔室的法兰部分为第二部分 (包括二级离子泵), 最后玻璃腔室是第三部分。分别用三段加热带包裹腔体, 加热过程中用到的控温仪来自北京力美特真空公司, 控温仪主要分为三部分, 一个是热探头, 用于探测腔体的温度, 第二部分是电源插板, 用来连接加热带, 最后是控温器, 通过比较设定温度和探测温度, 间断启停插板达到控温目的。缠绕好加热带, 将锡箔纸包裹整个真空腔室, 达到保温和防止加热带玻璃丝漂浮的效果, 然后开启温控, 将温度稳定在 40°C。

第二步, 然后将机械和分子复合泵用波纹管垫上橡胶圈, 用管箍连接到一级阀门上, 打开阀门, 手动拧到最大。开启机械泵, 复合泵上的示数在经过 5 到 10 分钟后达到 $10^{-2}$ Pa, 这个时候, 分子泵会自动开启, 声音逐渐增大, 示数逐渐降低到 $10^{-5}$ Pa, 这个时候打开一级和二级真空计, 分别显示 $6 \times 10^{-5}$ Pa 和 $7.8 \times 10^{-5}$ Pa 左右。

第三步, 开始升温。首先先将离子泵内部自带的加热带直接接通到市电 220V, 然后每 20 分钟需要给三台控温仪同步升高 3°C, 一级需要升高到 150°C, 二级 130°C, 玻璃腔室 80°C。整个过程需要 13 个小时, 中间需要有人不间断值守, 确保不会出现其他安全事故, 当遇到紧急断电情况, 可以启动备用电源。当温度升到所需要的温度后, 需要继续烘烤 5 天时间, 期间我们需要每半天记录真空计示数, 每天间断开启离子泵半分钟, 达到去除离子泵里杂质气体的目的, 最终我们看到两级真空计示数分别为 $7 \times 10^{-5}$ Pa 和 $8.7 \times 10^{-5}$ Pa 左右。

第四步, 真正实现二级真空度上升一个数量级的, 主要是由钛升华泵起作用。我们将控制器连接到二级真空腔体的钛升华泵上, 将控制器通电时间设置 6 分



钟，关闭时间设置 20 分钟，共 26 分钟为一个周期。初始电流设置 35A，然后打开控制器上的钛丝 1，循环 3 次，即每根钛丝要开启 78 分钟。之后将钛丝 1 关闭，打开钛丝 2，也进行 3 次循环，然后是钛丝 3。最终经过 4 个小时，3 根钛丝全部都开启过一遍。然后再分别设置 38A、42A 和 45A，钛丝升华电流对应 48A，实际情况中，并不需要将钛丝升华也能达到  $2 \times 10^{-9}\text{Pa}$  的真空度。

第五步，经过 20 多小时后，一级和二级真空计会达到  $3 \times 10^{-5}\text{Pa}$  和  $1 \times 10^{-6}\text{Pa}$ 。这个时候真空计不再出现明显的变化，需要注意的是，这个时候再次间断打开一级二级的离子泵，但是不能长时间，防止离子泵倒吸分子泵的气体。然后关闭阀门，这里再次需要注意的是，用手将阀门拧到头，然后用扳手轻微向前拧进  $5^\circ$  左右，然后下次再次打开阀门需要在之前的基础上再次拧进  $5^\circ$ ，因为之前我们就有两次因为阀门拧到最里面，导致阀门泄露无法再次使用。关闭阀门后，可以关闭分子泵，需要注意真空计是否有明显变化。没有明显变化后，开始降温，每 20 分钟  $3^\circ\text{C}$ ，先降一级，到  $130^\circ\text{C}$  时，再同步降到  $80^\circ\text{C}$ ，最后降到  $50^\circ\text{C}$  接近室温时，关闭控温仪，等 24 小时后，两级真空度会达到  $1 \times 10^{-8}\text{Pa}$  和  $1.8 \times 10^{-9}\text{Pa}$  左右。

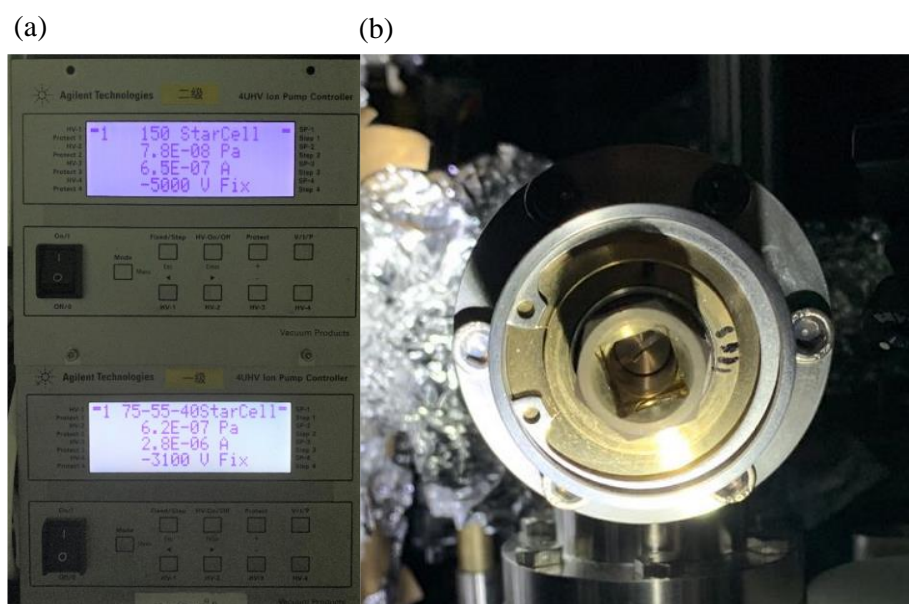


图 2.4 (a)正常工作时的离子泵控制器；(b) VAT 公司的阀门，每次开启后再关闭时，需要手动拧到头再用扳手顺时针旋转  $5^\circ$  左右。

### 2.2.3 回收源步骤

实验中往往因为某些特殊原因需要打开真空阀门，这个时候就要把背景和离

子泵的铷源回收回去。通常的做法是与加热铷钾源和抽真空的时候相反，这个时候，需要在加热源处制冷，如图 2.5，一个半导体制冷片贴在铜块上，铜块通水带走半导体的热量，在制冷时，通过改变半导体制冷片的电流控制制冷温度，一般设置在 $-5^{\circ}\text{C}$ 刚好结霜，这个时候铷钾源的阀门需要打开到最大，一二级真空腔体加热烘烤的温度分别是 $130^{\circ}\text{C}$ 和 $80^{\circ}\text{C}$ ，玻璃腔室考虑不耐高温，依旧设置 $80^{\circ}\text{C}$ 。这样，就会呈现压强差，驱动铷钾气体回到制冷处。经过一天的回收，铷钾源大部分就被回收，关闭铷钾源的阀门，在打开阀门前，需要将氦气通过阀门管道连接到一级管箍上，缓慢打开阀门，氦气完全充斥到真空腔室，这样防止氧气氧化离子泵等关键部位。



图 2.5 回收铷源半导体制冷片

## 2.3 光路系统

主要介绍一级暗磁光阱 (Dark MOT)，二级 532nm 蓝失谐光塞光路和 1064nm 偶极光阱。

### 2.3.1 暗磁光阱

在 2019 年 9 月，我们将一级亮磁光阱改进成暗磁光阱，从而将原子数提高了 1 倍左右，BEC 原子数和密度也更加稳定。通常我们用 CCD 监视的磁光阱 (MOT) 是原子受激吸收到激发态，再自发辐射到基态时，辐射出来的荧光，如果观察到的荧光越多，则表明背景俘获的原子越多。暗磁光阱与亮磁光阱的不同之处在于，原子受激辐射从激发态掉落到 $F = 2$ 的基态能级时，会有少部分原子落到 $F = 1$ 态能级，如果控制再泵浦光 (Repump)，不让 $F = 1$ 态再参与循环，最

终跃迁到基态的原子会逐渐由  $F = 1$  占主导，此时在 CCD 上不会出现明显荧光。这样做的原因主要有如下<sup>[2-5]</sup>：

- 1、处于  $F = 1$  的基态能级的原子非常稳定，运动速度也是最小的，减小了碰撞带来的加热效应。
- 2、因为不再有自发辐射的影响，提高了多普勒冷却的效率，减小加热效应。

实验中，因为 Repump 只要有微弱光杂散到 MOT 中，就会引起暗态  $F = 1$  的原子参与到冷却循环，所以我们需要再搭建一束 Depump 光，将参与激发态  $F = 2$  的原子直接泵浦到基态  $F = 1$ ，保证足够多数量的原子维持在暗态。

我们 Repump 激光是由 Topica 公司的 DL Pro，利用调制转移光谱技术，我们将激光器锁在铷原子  $F = 1 \rightarrow F' = 1$  和  $F' = 2$  的交叉线上。Repump 激光器在公共小平台，经单模保偏光纤引入到实验平台，功率为 30mW。如图 2.6 所示，光纤出来的光经过 PBS 可以分成两束光，一束经过光纤到 MOT，这是对应以前的亮 Repump，平常装载原子的过程不需要开启。另外一束为暗 Repump 光，首先光束先经过一对锥形镜，产生空心光束，目的是将中心光强分布到周围，主要因为半导体激光器的功率本来就弱。然后光束经过一对焦距是 50mm 和 300mm 的望远镜系统，将光斑扩束到 20mm 的平行光，与磁光阱的冷却 (Cooling) 光光斑大小一致。

此时暗 Repump 是一个外部直径 20mm，内部直径 7mm 的圆环，我们的最终目的是将空心光束的黑斑投影到原子处，使得 MOT 中心聚集的都是  $F = 1$  的基态原子，但是 MOT 中心以外，依然需要亮 MOT 的循环，只不过因为受到光场的驱动，最终只有冷却后的  $F = 1$  的基态原子向 MOT 中心移动。如果这个时候的空心光斑的边缘并不锋利，会造成暗 Repump 散光，所以需要利用透镜投影原理。首先将光束穿过粘有直径 8mm 的圆形黑纸的高透玻璃板，这样就得到所需要的暗 Repump 光束，这个时候，我们将 Depump 和暗 Repump 用 PBS 合束，Depump 光在环形暗 Repump 光的中心。此时的两束光偏振是正交的，在光路中插入一个四分之一波片，将两束光转变成互相正交的圆偏振光，分别走 a, b 两条光路，一条是由一级 MOT 正下方穿过原子再由零度反射镜原路返回，另外一条是与水平的 Cooling 光耦合穿进 MOT。在实验过程中，我们先后试验了一束和两束暗 Repump 光，发现两束交叉的暗 Repump 对提升原子密度和数量作用很大。此时可以从 CCD 观看到 MOT 中心荧光很少，被一个立方体笼罩，而周围都是



亮 MOT 的荧光，如图 2.7 所示。

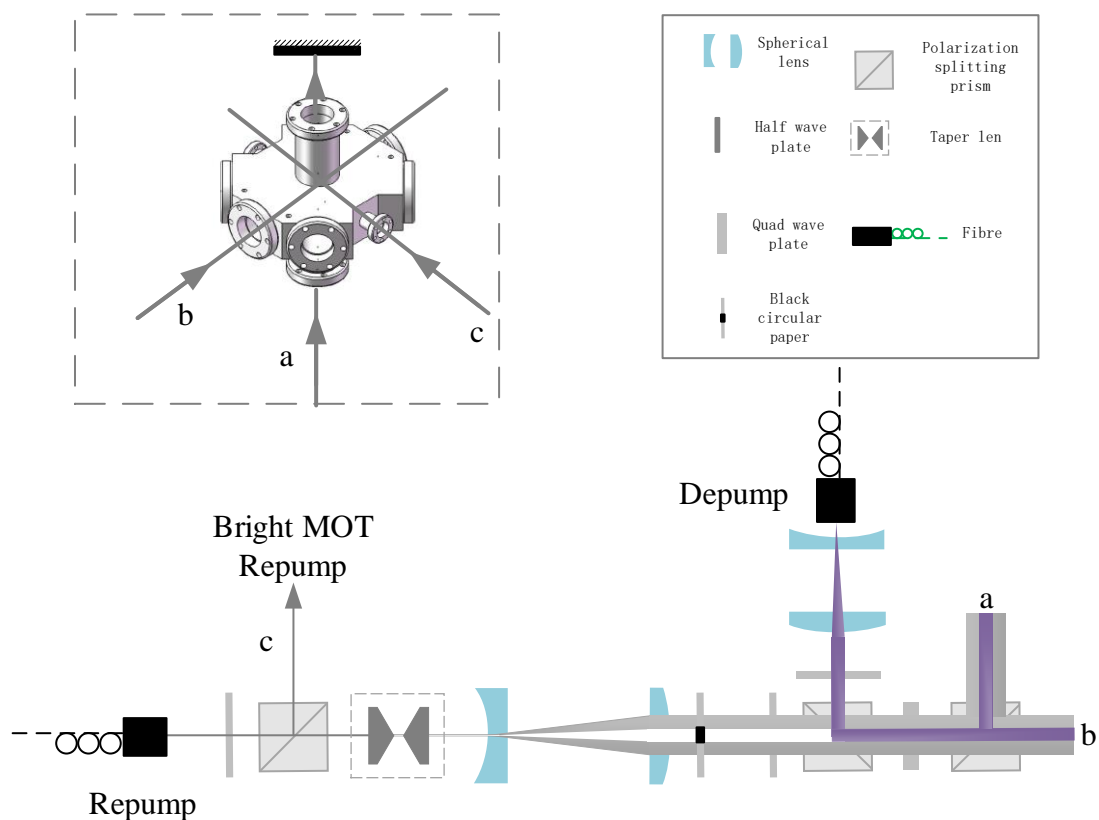


图 2.6 暗磁光阱光路图。Repump 经过 PBS 分成亮暗 repump，暗 repump 经过锥形镜形成空心光，再和 depump 重合分别经过啊 a, b 光路入射到 MOT 中心，c 是亮 repump 的光路。

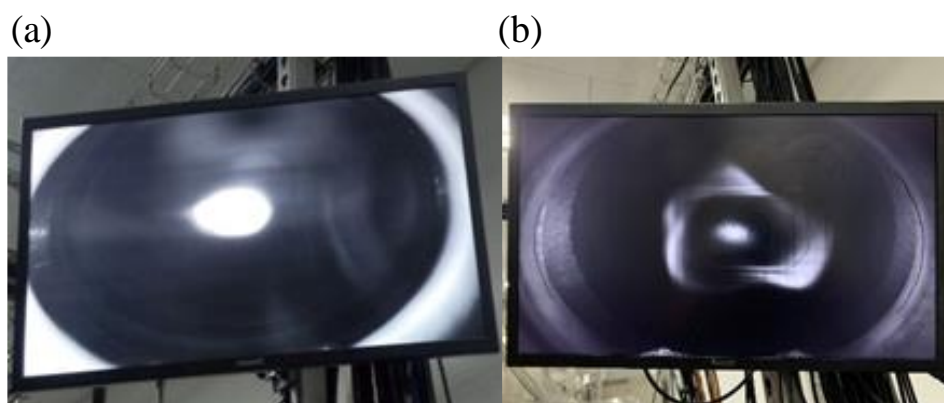


图 2.7 (a)亮磁光阱自发辐射的荧光；(b) Dark MOT 的自发辐射荧光，最外围和中心的是 $|F = 2\rangle$ 态原子，圆环暗处的都是 $|F = 1\rangle$ 态原子。

下面这幅表格是我们一级磁光阱的相关参数，具体分为装载原子，Compress MOT (CMOT)，和光学粘团 (optical molasses) 和泵浦 (pump) 过程。

表 2.1 暗磁光阱的实验参数

|            | 单位         | Tiny<br>MOT | CMOT | Optical<br>Molasses | Pump | Compress<br>Magnetic field |
|------------|------------|-------------|------|---------------------|------|----------------------------|
| Cooling 光  | 失谐<br>/MHz | +1.5        | -39  | -65                 | 5    |                            |
|            | 功率/mW      | 200         | 200  | 60                  | 60   |                            |
| 亮 Repump 光 | MHz        |             |      | -23                 | 18   |                            |
|            | mW         |             |      | 12                  | 14   |                            |
| 暗 Repump 光 | MHz        | -16         | 0    |                     |      |                            |
|            | mW         | 30          | 0    |                     |      |                            |
| Depump 光   | mW         | 3.5         |      |                     | 0    |                            |
| Pump 光     | mW         |             |      |                     | 1    |                            |
| 磁场         | G          | 10          | 0    |                     |      | 52                         |
| 时间         | ms         | 6000        | 10.5 | 2.1                 | 5.5  | 16                         |

一级 MOT cooling 光功率总和为 200mW，而且直接从背景气体俘获原子，所以装载速度很快，而一级腔体为 2D MOT 的实验系统通常要 10 s 以上的时间<sup>[6]</sup>。从装载原子到 CMOT 的过程中，开始都是暗 repump 作用，而 depump 光在装载原子后就关闭了。在 CMOT 过程中有一个很有意思的现象，原本在亮 MOT 的过程中要将磁场线圈梯度提高，但是在暗 MOT 时，不论磁场怎么改变，对原子密度都没有明显影响。在完成 CMOT 后，因为使用一台激光器的原因，我们需要将 repump 光由暗 MOT 转向亮 MOT，这时 PBS 前的半波片直接插入到 PBS 之前的光路中，波片上的机械开关完全开启需要 4ms，因此需要提前打开。之后原子经过光学粘团冷却然后在外部磁场和泵浦光的作用下泵浦到  $|F = 2, m_F = 2\rangle$  态。到这里原子在一级 MOT 的初步冷却就结束了，之后升高梯度磁场到 52G，将原子压缩，开始准备由 13 对相互交叠的线圈转移到二级真空腔室<sup>[1,7]</sup>。

### 2.3.2 蓝失谐光堵塞磁阱蒸发

经过前一级 MOT，原子已经冷却到  $\mu\text{K}$  量级，但是无法进一步冷却<sup>[8-11]</sup>。后来磁阱射频蒸发技术提出，进一步将原子温度降低<sup>[12,13]</sup>。当原子被束缚在高磁场梯

度的磁阱中，处在不同位置的原子感受到的塞曼能级分裂不同，原子中心的梯度为零，最外侧梯度最大，塞曼劈裂也最大，而最外侧的原子常常因为温度最高分布在外侧，使用射频或微波信号由高频扫描到低频，会将外部的热原子激发到其它能级，逃离束缚态，最终只剩下冷却的原子重新达到热平衡。但是磁阱蒸发需要两个问题解决，一个是蒸发的过程中，磁阱中心冷原子因为在磁场零点附近，由于 Majorana 损耗<sup>[13-15]</sup>，无法进一步提升相空间密度。第二个问题是，在蒸发的过程中，由于三体碰撞，也会导致原子的加热损耗<sup>[16,17]</sup>。

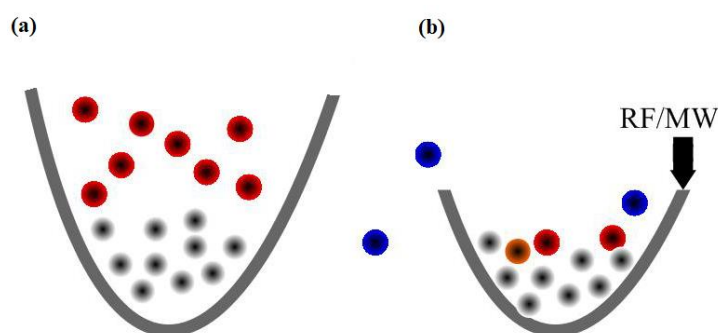


图 2.8 (a)磁阱蒸发前，红色为热原子在阱较浅处，黑色为冷原子在阱深处；(b)磁阱蒸发前，热原子跃迁到高场趋近态，逃离磁阱，剩下的原子重新热平衡。图来自<sup>[18]</sup>。

第一个问题解决办法通常有两个，一个是将原子推离磁阱零点，比如最早翻转磁场零点（轨道时间平均法，TOP）<sup>[19]</sup>和后来的 QUIC 阱<sup>[20,21]</sup>，另外一个是用蓝失谐的激光堵住磁场零点，这项工作最早是 Ketterle 小组实现<sup>[22]</sup>，常见的是 532nm 激光器聚焦到磁场零点，武汉数理所江开军小组将 100mW 左右的 767nm 激光堵住磁阱零点，也实现了光塞磁阱蒸发<sup>[23]</sup>。

我们实验室采用了山大宇光公司生产的 532nm 激光器，功率 18W，有良好的单频模式的低噪声等优点。实验中，532 激光由玻璃腔室前端入射，聚焦到磁阱零点，然后穿过之后的窗片，进入垃圾斗。调节激光堵塞磁阱零点最简单快捷的办法就是在逆向打一束探测光，在成像的时候高功率 532nm 激光会将原子排斥开，可以直接看到原子中心有一个洞<sup>[24]</sup>，粗调到原子正中心，然后重力方向成像，在自由飞行的情况下，微调激光，将原子密度提升到最大。需要注意的是因为高功率会导致玻璃腔室表面高温，当探测光成像时，这个高温表明就相当于一个透镜，也会出现两个洞，如图 2.9(b)。这个时候，如果飞行 8ms，如果原子被某个洞划开，那就是激光的位置。

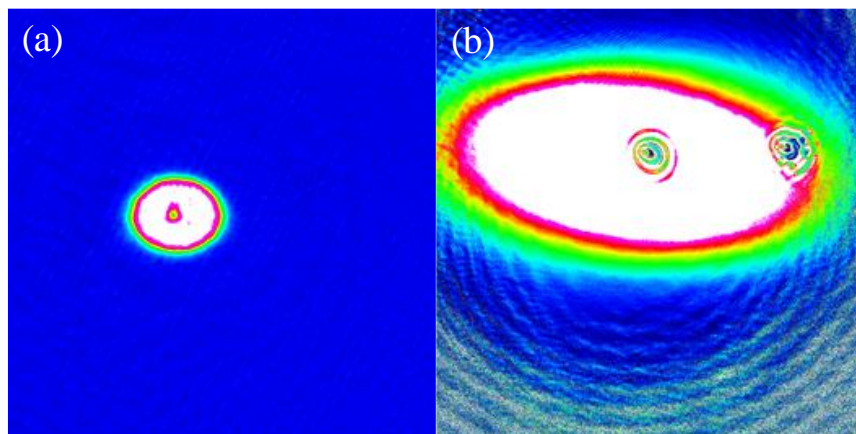


图 2.9 (a) 磁阱射频蒸发到 1.2MHz 时，绿光排斥原子的原位吸收成像图；(b) 磁阱射频蒸发到 22MHz 时的原位吸收图，中心的位置为绿光，右侧玻璃腔室热透镜导致的空心。

蒸发时遇到的三体碰撞，通常可以将边降磁阱梯度边蒸发冷却。我们尝试这个方案和恒定磁场蒸发提升不大，就没有采用。

### 2.3.3 红失谐光学偶极阱蒸发

本小节主要介绍 1064nm 红失谐交叉偶极阱的实验装置，实验过程，束缚频率及腰斑大小的测量。

#### 2.3.3.1 光学偶极阱装置

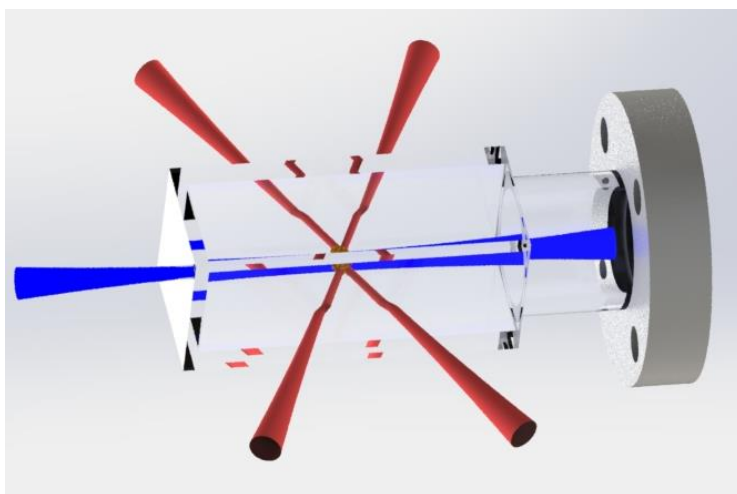


图 2.10 蓝色光束为 18W 532nm 激光，经过  $f=300\text{mm}$  的消色差透镜，聚焦到磁阱零点中心；红色光束为交叉的 1064nm 偶极光阱，两束光经过的透镜分别为  $f=300\text{mm}$  和

$f=400\text{mm}$ ，腰斑大小分别为  $32\mu\text{m}$  和  $36\mu\text{m}$ 。

如图两束交叉的光学偶极阱 (Optical diople trap, ODT) 夹角约为  $120^\circ$ ，为了防止产生干涉，通常两束光频率相差  $10\text{MHz}$  以上<sup>[25]</sup>。因为电子电路互相干扰，会导致驱动声光调制器 (AOM) 的两个功率放大器输出同时带两种频率。这个时候如果调制两束光的 AOM 都采用+1 级或-1 级，那么将会导致光纤中产生同频成分的光。比如说两个 AOM 分别是+80MHz 和+90MHz，但是因为压控振荡器的电源用同一台朝阳电源，会导致信号在地线里串扰，这个时候第一个 AOM 会带有两种频率，+80MHz 的幅度在-1dbm 左右，+90MHz 的幅度在-20dbm 左右；另外一个 AOM 的+90MHz 的幅度在-1dbm 左右，+80MHz 的幅度在-20dbm 左右。这个问题一直存在，但是因为觉得-20dbm 的影响不大，后来直到光阱蒸发的最后，出现光晶格，我们才意识到问题的严重性，于是将两束光的 AOM 分别变为+1 级和-1 级。再后来，因为实验的需要，又新搭建了一路 1064 光学偶极阱，这个时候，除了正负级次的 AOM 衍射，没有第三种了，于是我们把电子干扰的问题一并解决了，这对我们改进目前实验装置和以后的实验部署帮助非常大。所以，在日常的实验中，对于提供驱动频率的压控振荡器，必须采用隔离地线的朝阳电源独立供电；对于频率接近而 AOM 的衍射级次相同的电路，尽量不要将信号线路走到一起。

### 2.3.3.2 偶极阱蒸发时序

对光学偶极阱优化是十分必要的，如图 2.11，实验上我们在

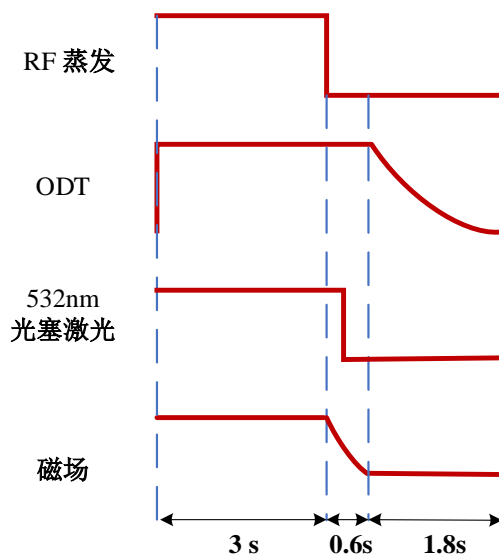


图 2.11 偶极光阱蒸发时序。提前 3s 在光阱蒸发结束前，打开交叉的偶极阱，然后用时 0.6s 关闭四级磁阱，532 绿光在射频关闭后 70ms 后再关闭，磁阱完全关闭后，开始光阱蒸发，用时 1.8 s。

在射频 (RF) 蒸发的最后 3 s 打开光学偶极阱，此时偶极光阱的中心不在磁阱中心，而在原子边缘附近，这是因为当原子从磁阱交换到光阱时，532nm 的绿光激光器将会突然关闭，如果此时光阱也在中心，会将中心原子的抽离出光阱。在 RF 蒸发结束后，磁阱开始缓慢降低，与此同时，原子的空间位置会随着磁场梯度改变发生变化，为了防止原子抖动，我们独立地控制玻璃腔室周围的三个方向的地磁场，经过 0.6 s 的装载，大部分原子已经装载到光阱里，这个时候逐步降低光阱阱深，热原子会逐步抛到阱外，最终偶极光阱的阱深刚好大于重力，经过总共 1.8 s 的光阱蒸发，我们获得了  $7 \times 10^5$  的  $^{87}\text{Rb}$  玻色爱因斯坦凝聚体。这里需要注意的是，偶极阱激光的模式对实验蒸发的影响非常大，因此在选用激光器时只能考虑单频激光器。

表 2.2 光学偶极阱蒸发步骤 (自由飞行 25ms)

| 蒸发名称     | Step 1             | Step 2             | Step 3             | Step 4             | Step 5             |
|----------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|
| 1064 1 路 | 2.8 W              | 1.2 W              | 0.9 W              | 0.88 W             | 0.58 W             |
| 1064 2 路 | 2.3 W              | 0.93 W             | 0.78 W             | 0.69 W             | 0.47 W             |
| 时间       | 50 ms              | 60 ms              | 500 ms             | 500 ms             | 500 ms             |
| 原子数      | $4.09 \times 10^7$ | $3.58 \times 10^7$ | $1.21 \times 10^7$ | $4.13 \times 10^6$ | $7.8 \times 10^5$  |
| 密度       | 1.31               | 2.46               | 2.63               | 2.7                | 2.7                |
| 温度       | 10.6 $\mu\text{k}$ | 3.94 $\mu\text{k}$ | 1.05 $\mu\text{k}$ | 0.36 $\mu\text{k}$ | 0.09 $\mu\text{k}$ |

偶极光阱蒸发分为五步，分别如下 (飞行 25ms)

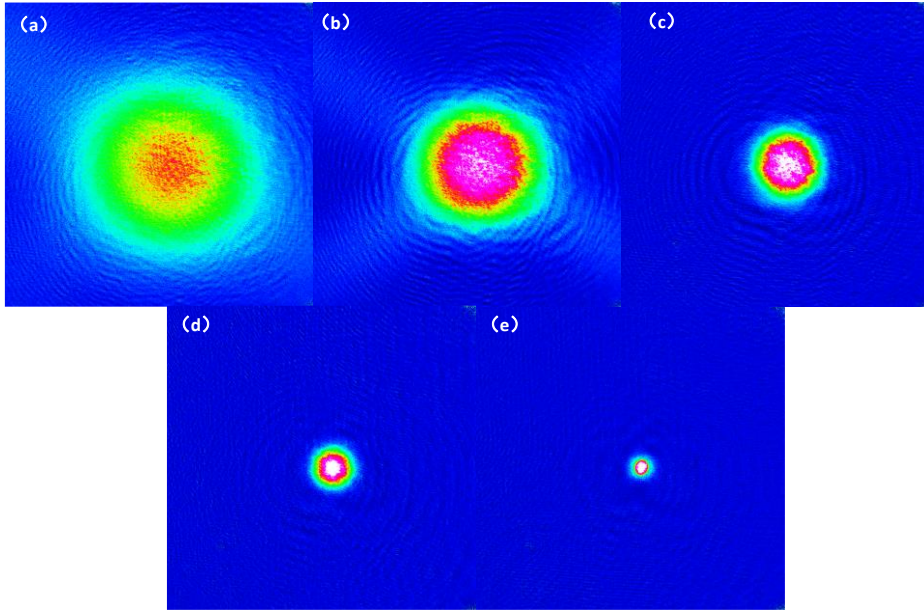


图 2.12 偶极光阱蒸发 5 步的原子吸收成像（自由飞行 25ms）时序。（a）到（e）分别对应表格中 step1 到 step5。

### 2.3.3.3 偶极阱频率测量

下面介绍测量冷原子光学偶极阱频率的方法：一般主要有两种方法来确定束缚阱频率，一种是基于参量调制测量，另外一种是直接观察束缚阱中的原子云振荡。其中参量调制是将偶极阱的激光按照一定光强的调制深度调制起来，原子会被迫振荡，当原子出现明显损耗时，此时的调制频率等于二倍的偶极阱束缚频率（breathing mode）<sup>[26,27]</sup>。

我们主要使用第一种方法，将控制光强的模拟口和一个正弦波调制（深度为 10%）信号经过加法器相加，通过触发控制信号源的开启测量不同时间段的束缚频率。分别测量了两束偶极阱激光的束缚频率，如图



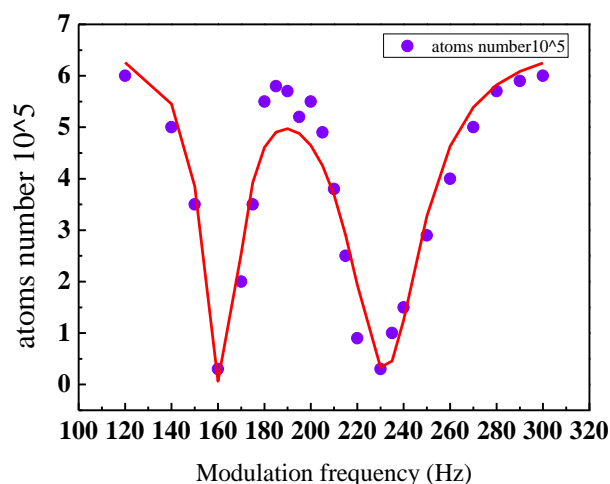


图 2.13 偶极光阱蒸发结束后，分别利用参量共振加热测量两束偶极阱的束缚频率。束缚频率为共振频率的一半。

第二种方法，原子云的振荡是由束缚频率、激光功率、束腰的大小，又或者是施加外部磁场梯度的变化引起，测出的频率等于束缚频率。图在突然改变偶极光阱的光强后，测量了一个空间尺度上两组分原子的振荡，如图 2.14

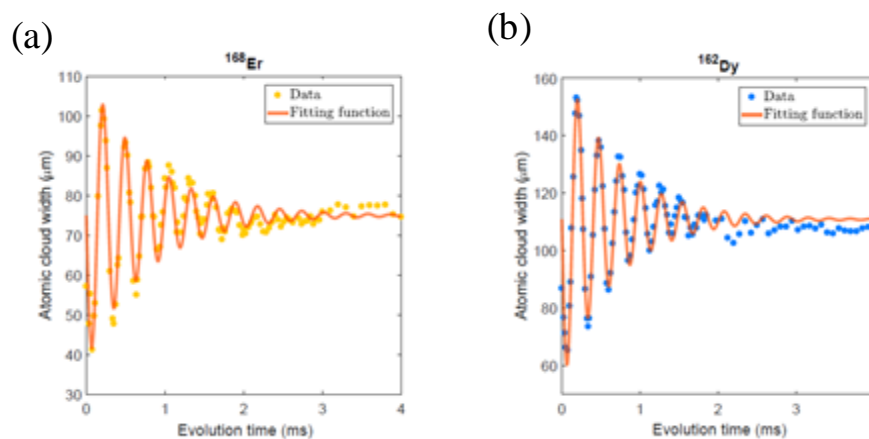


图 2.14 突然关闭偶极阱  $100\mu\text{s}$ ，然后再次打开，观察原子在空间中的振荡，图取自<sup>[27]</sup>。

第三种方法是将被测光束快速关断，让原子自由膨胀  $\tau$  时间，然后再次打开，此时原子会开始振荡，等待  $T$  时间，重复关断  $\tau$  时间，开启光阱，观察时间  $T$  和原子数的关系来确定偶极阱频率。其中  $\tau$  需要优化， $\tau=T$ （此时原子损耗一半）<sup>[28,29]</sup>。



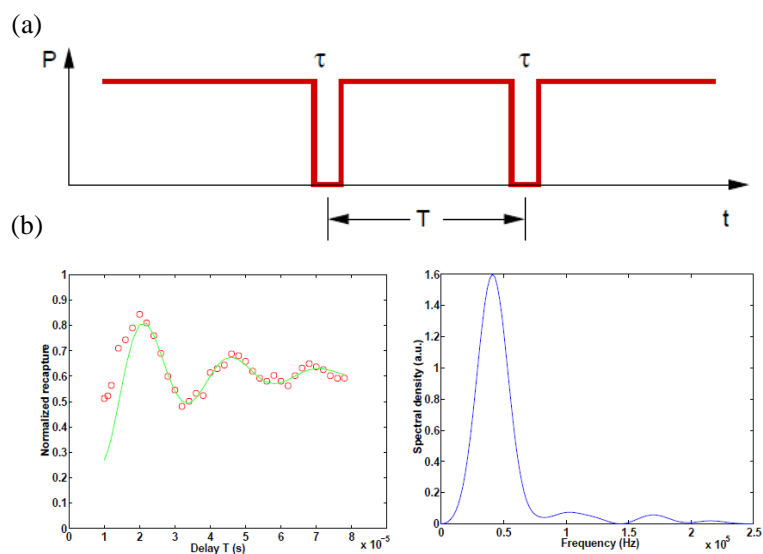


图 2.14 改变两次开关偶极阱的间隔频率，测量原子损耗。束缚频率等于测量频率一半。图取自<sup>[29]</sup>。

### 2.3.3.4 腰斑大小测量

利用公式

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{f}\right)^2} \quad (2.1)$$

拟合高斯光束的腰斑，其中  $f = \pi\omega_0/\lambda_0$ ， $\omega_0$  为束腰半径， $z$  表示与腰斑的距离。

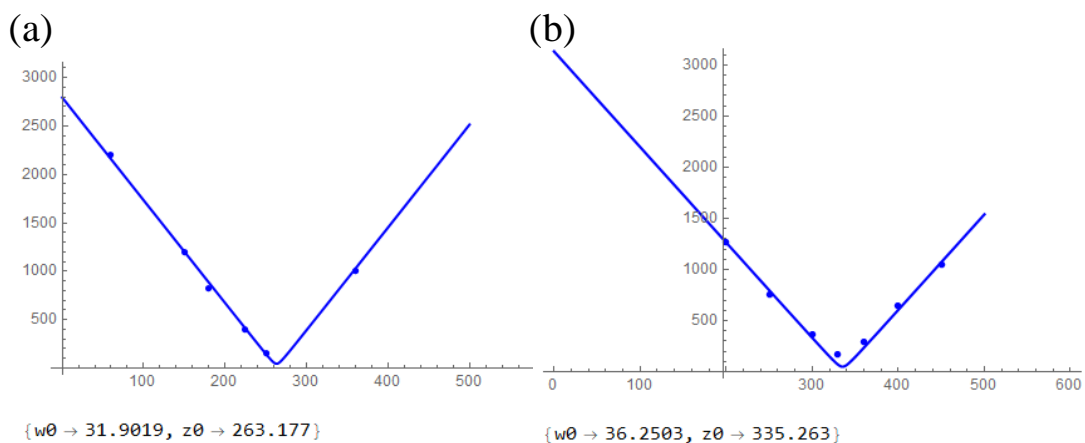


图 2.15 通过测量不同位置的腰斑大小，利用高斯光变换公式，拟合出腰斑大小。

### 2.3.4 磁场系统

主要介绍四级磁阱切换到均匀磁场，同向磁场反向切换和优化磁场稳定性。

#### 2.3.4.1 四级磁场切换均匀磁场

在一级初步冷却的原子经过 13 对交替的线圈用时 2 s 转移到二级玻璃腔室，本小节，主要介绍二级反亥姆霍兹线圈切换成亥姆霍兹线圈的技术和磁场优化。在偶极阱蒸发后我们获得了  $|F = 2, m_F = 2\rangle$  的 BEC，实验中往往需要制备不同的自旋态，所以要经过一系列转态，这个时候为了满足能级劈裂足够大，对于铷原子需要将同向均匀磁场提升到 30G 左右。我们设计了如下一套切换系统，在光阱蒸发的时候，我们提前关闭开关 2 和 4，同时打开开关 1 和 3，在 BEC 制备好后，通过同时设置电流源的电压和电流，缓慢增加电流值，最终达到电流源恒流，这个时候电流源输出稳定，磁场抖动很小。但是即使这样，磁场也只能控制在 10mG 左右。

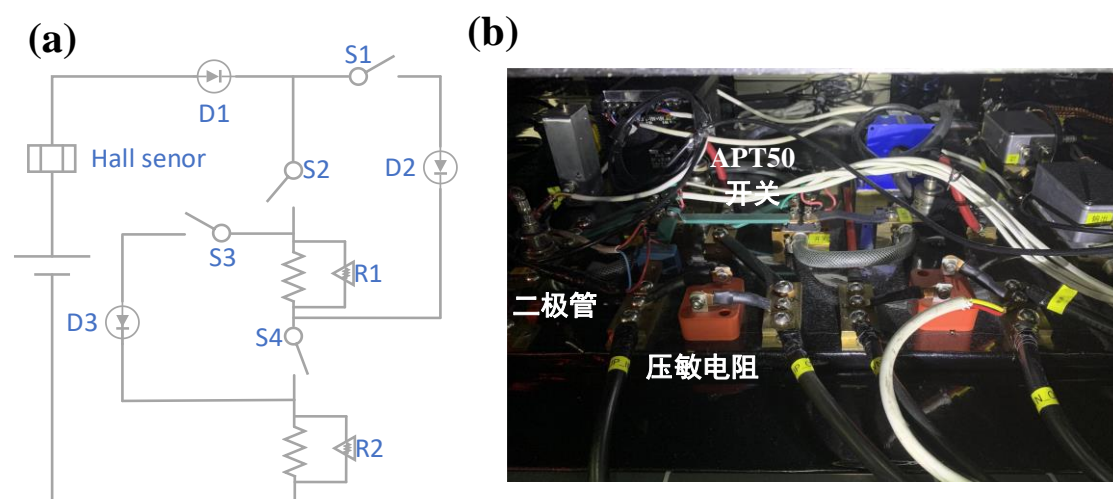


图 2.16 (a) D1、D2 和 D3 是二极管，防止电流倒流，保护电路；S1、S3 是一对 APT50 开关，S2 和 S4 是一对 APT50 开关；R1 和 R2 是压敏电阻，当电流过载或有多余电流时，起到吸收作用，保护线圈；Hall sensor 是霍尔探测元件，起到电流监视作用。

#### 2.3.4.2 同向均匀磁场反向切换

二级补偿线圈是由三对同向磁场的线圈组成，在磁阱蒸发和偶极阱蒸发起着

微调原子的作用，但是由于线圈和电流源直接串联，无法变换磁场方向，所以我们设计了如下的电路，方便实验过程中及时切换。如图电路分别由两台电源供电，正常

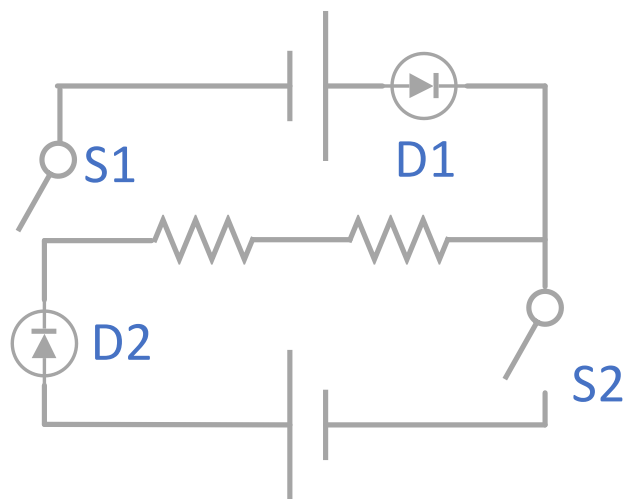


图 2.17 (a) D1、D2 是二极管，防止电流倒流，保护电流源；S1、S2 是 APT50 磁场开关，需要注意的是两个开关不能同时开。

### 2.3.4.3 磁场稳定

除了地磁场和各种仪器设备产生的磁场需要屏蔽外，我们分析了影响电流的主要因素有如下：计算机模拟口输出信号在 $10^{-5}$  A 附近抖动，电流源输出不稳定，冷却线圈的冷水温度不恒温。因为磁阱蒸发与同向均匀磁场使用同一台电流源，机器发热明显，对稳定输出电流产生较大影响，我们将电流源内部风扇运转起来，并在四周吹上风扇；因为已经在其他平台观测到与冷水温度变化十分明显的现象，所以将旧的冷水机替换成温差  $0.1^{\circ}\text{C}$  的冷水机。通过这两种途径，已经将磁场优化到 10mG。

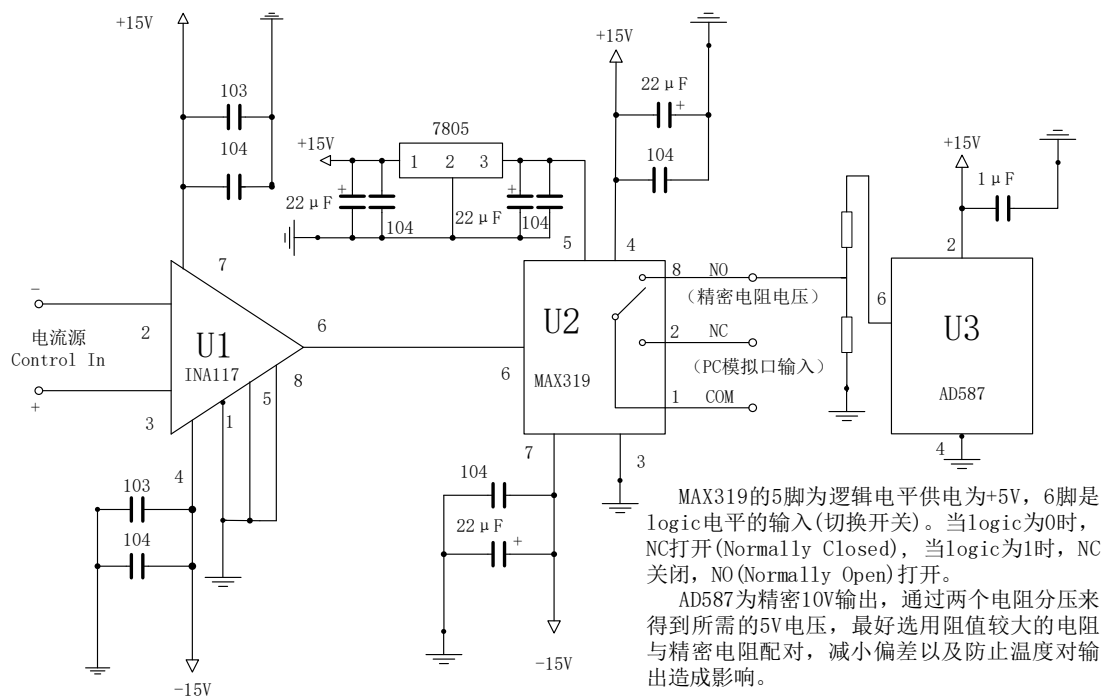


图 2.18 切换电流源电流控制信号电路图。INA117 起隔离地线的作用，MAX319 切换 PC 模拟口电压信号与外部恒压信号。所有芯片由电池供电。

下面主要介绍如何减小电流源控制信号噪声的方法，我们主要的目的是消除计算机模拟口的噪声。如图 2.18 所示，电压和电流模拟口分别经过 INA117 芯片，此时芯片供电为外部电池，目的是隔绝了市电带来的噪声。其中 AD587 是模拟信号开关，用来切换两路信号的，因为如果做 Feshbach 等实验，需要扫描磁场即电流源的电流，这是要同步改变电压和电流值；但是如果转态，只需要恒磁场，即控制电流信号的电压不变，取消电流模拟口切换到外部恒压设备，可以极大减小噪声。我们将电池供给一组低温漂的电阻，通过采样目标电阻两端的电压，作为电流源电流控制的信号，当我们需要转态的时候，只需要切换 AD587，然后线性增加电流源的电压，当达到恒流的时候，停止增加，等待 80ms 使磁场稳定下来，就可以加射频或微波场实现转态。

我们通过对比切换前后的两次射频转态，来标定磁场的稳定程度，如图 2.19，其中图(a)是未改电阻时，长时间重复实验了 100 次，测得  $\pi$  脉冲内  $|F = 2, m_F = 2\rangle$  态到  $|F = 2, m_F = 1\rangle$  态的布居效率，可以看到转态效率稳定程度较差，偶尔有个别点效率达到 70% 一下。图(b)是扫描共振频率扫出的主峰，两旁的矮峰未拟合。图(c)表示的是经过电路改造后，布居效率提升到 95% 以上，偶尔有个别点在 80%。图(d)中，横坐标表示的是  $\pi$  脉冲的次数，纵坐标表示的是在  $|F = 2,$

$m_F = 2$ )和 $|F = 2, m_F = 1\rangle$ 能级布居数的百分比。

最终将磁场抖动减小到 4mG, 满足了我们日常的实验要求, 对于剩下的 4mG 主要来源于地磁场的抖动, 通过使用 Stefan Mayer Instruments 公司的 FL1-1000-90° 磁场计长期监测, 地磁场的抖动在 3.7mG 附近, 符合我们的实验数据。下一步我们计划使用屏蔽罩将实验平台主要部分包裹起来, 未来有需要的话利用主动反馈, 为实验提供更高稳定性的磁场。

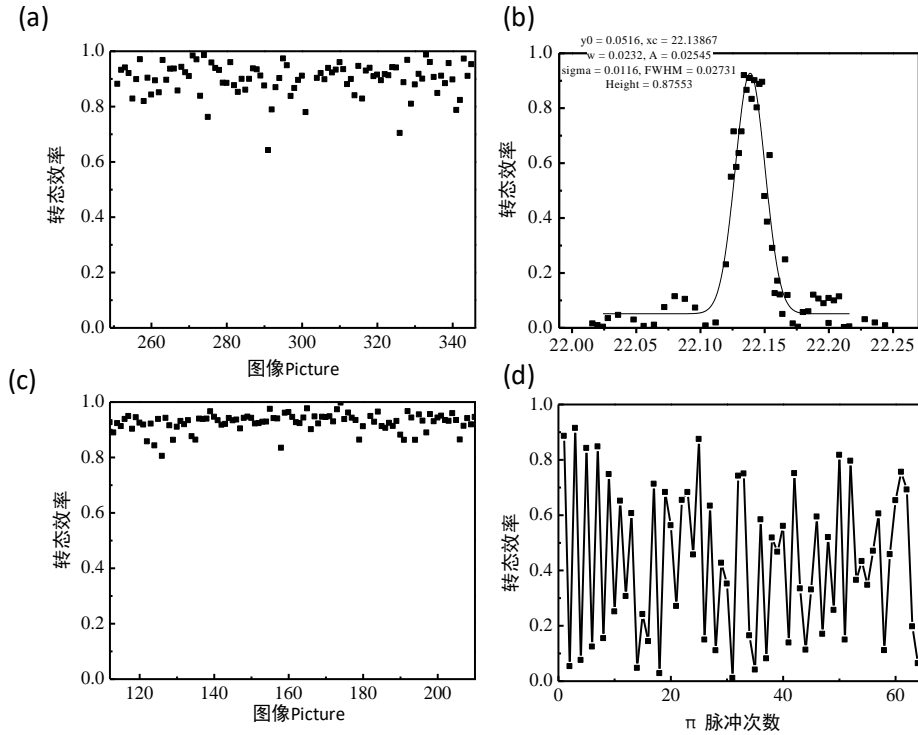


图 2.19 (a) 100 次  $\pi$  脉冲内  $|F = 2, m_F = 2\rangle$  到  $|F = 2, m_F = 1\rangle$  态的布居效率; (b)  $|F = 2, m_F = 2\rangle$  到  $|F = 2, m_F = 1\rangle$  的共振峰; (c) 优化磁场前的布局效率; (d)  $|F = 2, m_F = 2\rangle$  与  $|F = 2, m_F = 1\rangle$  之间的跃迁, 横坐标表示  $\pi$  脉冲次数。

## 2.4. 吸收成像

超冷原子不同于热原子的一个方面是更容易在动量空间观察原子的密度、温度和尺寸。当原子束缚阱突然放开, 原子开始自由飞行 (time of flight, TOF), 判断是否达到 BEC 有两个方法, 一个是 Bimodal 的形成, 另一个是横纵比是否发生反转<sup>[18,30]</sup>。

### 2.4.1 朗伯比尔定律

利用共振光穿过原子云，探测光强发生变化可以获得原子云空间的密度分布的技术称为吸收成像。其中的理论基础是朗伯比尔定律，它描述了物质对电磁波吸收的强弱的关系，即

$$n(x, y, z)\sigma = -\ln \left[ \frac{I_f(x, y)}{I_i(x, y)} \right] \quad (2.2)$$

$n(x, y, z)$ 是原子空间的密度分布， $\sigma$ 是原子对光的共振吸收截面， $I_i(x, y)$ 是入射光强分布， $I_f(x, y)$ 是被原子吸收后的光强分布。

### 2.4.2 光学厚度

实验上，考虑到成像时会有背景光等因素影响，我们会成三次像。第一次曝光成像（曝光时间  $50\mu\text{s}$ ）是探测光直接被吸收后的照射到 CCD 相机上，记光强分布为  $I_1(x, y)$ ，第二次成像在  $2\text{ s}$  后，此时原子已经被探测光吹走，只有探测光的光强分布，即  $I_2(x, y)$ ，最后一次成像不开任何光，记录背景的杂散光  $I_3(x, y)$ 。可以得出<sup>[31]</sup>

$$I_f(x, y) = I_1(x, y) - I_3(x, y) \quad (2.3)$$

$$I_i(x, y) = I_2(x, y) - I_3(x, y) \quad (2.4)$$

即最终原子团的光学厚度二维平面密度分布为

$$D(x, y) = -\ln \left[ \frac{I_1(x, y) - I_3(x, y)}{I_2(x, y) - I_3(x, y)} \right] \quad (2.5)$$

又光学共振吸收截面有如下形式

$$\sigma = \frac{3\lambda^2}{2\pi} \frac{1}{1 + \left(\frac{2\Delta}{\Gamma}\right)^2 + I/I_s} \quad (2.6)$$

二能级系统的折射率<sup>[32]</sup>为

$$n = 1 + \frac{\sigma_0 n \lambda}{4\pi} \left[ \frac{i}{1 + \Delta^2} - \frac{\Delta}{1 + \Delta^2} \right] \quad (2.7)$$

其中 $\Delta$ 是探测光的失谐， $\lambda$ 是探测光的波长， $I_s$ 为饱和光强。成像过程中，由于 BEC 分布不均匀，会造成成像的透镜效应，这个时候需要调失谐，让探测光完全被吸收<sup>[33]</sup>。相应的，对物镜较小的透镜，如果原子不在焦平面上，很容易出现失焦。当原子在焦平面外时，可以将失谐向负的方向微调；当原子在焦平面

内，则需要将失谐向正的方向微调，这种方法只适用于原子在物镜焦距附近。

在对原子探测的时候，需要为原子提供量化轴，探测光截面方向的磁场应尽量为零，量化轴沿着探测光的方向，根据磁场方向，选择对应的 $\sigma_{\pm}$ 偏振光。

实验中，对于磁场和光强的大小都需要优化，以达到最好的吸收成像。我们的磁场大小为 5 G 左右，探测光强  $100\mu\text{W}/\text{cm}^2$ 。

#### 2.4.2 温度测量

实验中，在光阱中的原子分布不均匀，直接拟合温度十分不准确，自由飞行测量可以获得较高的准确性。超冷原子因为在横向空间动量小，可以用自由飞行后的原子云尺寸衡量其温度，半径与时间的关系如下

$$T = \frac{m}{k_B} \frac{\omega^2 r^2(t)}{1 + \omega^2 t^2} \quad (2.8)$$

其中 $\omega$ 是束缚频率， $r(t)$ 是高斯半径。如果不知道束缚频率，可以多次成像迭代，即有公式

$$r^2(t) = r_0^2(t) + \frac{2k_B T t^2}{m} \quad (2.9)$$

需要注意的是拟合 $r(t)$ 时，要排除热原子的区域，只卡住中心冷原子区域。

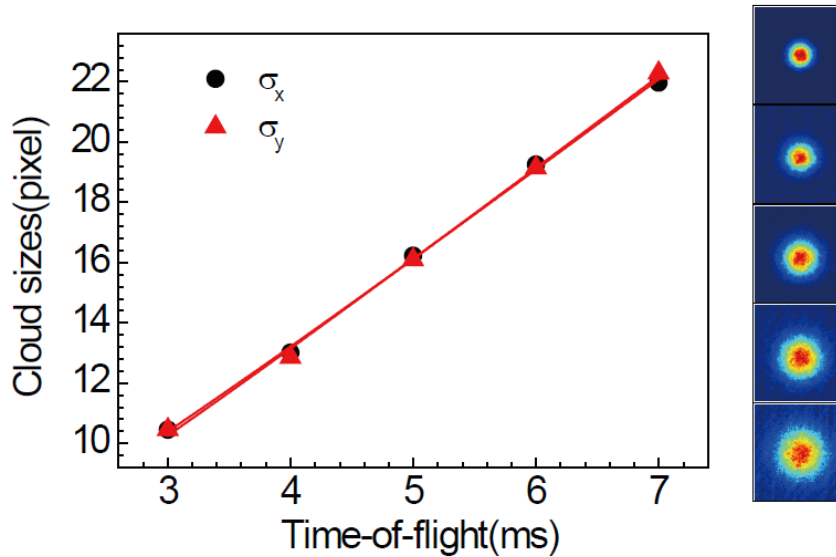


图 2.20 图来自<sup>[34]</sup>。不同飞行时间对应的原子尺寸图。

## 参考文献

- [1] 孟增明. 冷原子高效磁阱转移和用于拉曼耦合的光学锁相环系统的研究[D]. 山西大学,2016.
- [2] Townsend C, Edwards N, Zetie K, et al.High-density trapping of cesium atoms in a dark magneto-optical trap[J].Physical Review A,1996, 53 (3): 1702.
- [3] Jarvis K N, Devlin J, Wall T, et al.Blue-detuned magneto-optical trap[J].Physical Review Letters,2018, 120 (8): 083201.
- [4] Wang H, Gould P, Stwalley W.Photoassociative spectroscopy of ultracold K 39 atoms in a high-density vapor-cell magneto-optical trap[J].Physical Review A,1996, 53 (3): R1216.
- [5] Bennetts S, Chen C-C, Pasquiou B, et al.Steady-state magneto-optical trap with 100-fold improved phase-space density[J].Physical Review Letters,2017, 119 (22): 223202.
- [6] 陈良超, 孟增明, 王鹏军. $^{87}\text{Rb}$  玻色-爱因斯坦凝聚体的快速实验制备[J].物理学报,2017, 66 (8): 083701-083701.
- [7] Greiner M, Bloch I, Hänsch T W, et al.Magnetic transport of trapped cold atoms over a large distance[J].Physical Review A,2001, 63 (3).
- [8] Lett P D, Phillips W D, Rolston S, et al.Optical molasses[J].JOSA B,1989, 6 (11): 2084-2107.
- [9] Ungar P J, Weiss D S, Riis E, et al.Optical molasses and multilevel atoms: theory[J].JOSA B,1989, 6 (11): 2058-2071.
- [10] Castin Y, Dalibard J.Quantization of atomic motion in optical molasses[J].EPL (Europhysics Letters),1991, 14 (8): 761.
- [11] Weiss D S, Riis E, Shevy Y, et al.Optical molasses and multilevel atoms: experiment[J].JOSA B,1989, 6 (11): 2072-2083.
- [12] Hess H.Magnetic Trapping and Cooling of Atomic Hydrogen[J].Bull. Am. Phys. Soc,1985, 2 (30): 854.
- [13] Hess H F.Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen[J].Physical Review B,1986, 34 (5): 3476.



- [14] Brink D, Sukumar C. Majorana spin-flip transitions in a magnetic trap[J]. *Physical Review A*, 2006, 74 (3): 035401.
- [15] Inguscio M. Majorana " spin-flip" and Ultra-Low Temperature Atomic physics[J]. *PoS*, 2006: 008.
- [16] Altin P, Dennis G, McDonald G, et al. Collapse and three-body loss in a 85 Rb Bose-Einstein condensate[J]. *Physical Review A*, 2011, 84 (3): 033632.
- [17] Ospelkaus C, Ospelkaus S, Sengstock K, et al. Interaction-Driven Dynamics of K 40- Rb 87 Fermion-Boson Gas Mixtures in the Large-Particle-Number Limit[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96 (2): 020401.
- [18] 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, 2011.
- [19] 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.
- [20] Esslinger T, Bloch I, Hänsch T W. Bose-Einstein condensation in a quadrupole-Ioffe-configuration trap[J]. *Physical Review A*, 1998, 58 (4): R2664.
- [21] 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.
- [22] 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.
- [23] 张东方.  $\sim(87)\text{Rb}$  原子玻色-爱因斯坦凝聚的实现以及  $\sim 6\text{Li}$  和  $\sim(40)\text{K}$  原子的激光冷却[D]. 中国科学院研究生院(武汉物理与数学研究所), 2016.
- [24] 陈良超 -, 孟增明 -, 王鹏军 -.  $87\text{Rb}$  玻色-爱因斯坦凝聚体的快速实验制备[J]. *物理学报*, 2017, - 66 (- 8): - 083701.
- [25] 柴世杰, 王鹏军, 付正坤, et al. 玻色-费米气体量子简并光学偶极阱的设计[J]. *量子光学学报*, 2012 (02): 67-73.
- [26] Cohen-Tannoudji C, Guéry-Odelin D. Advances in atomic physics: an overview[J], 2011.
- [27] Politi C. Optical dipole trap for an erbium and dysprosium mixture[J]. Master's thesis, Università di Pisa, 2017.
- [28] Nill M. Eine quasi-elektrostatische Laserfalle für Cäsium und Lithium[J]. Master's

thesis, Universität Heidelberg und Max-Planck-Institut für Kernphysik,1999.

[29] Schulz M. Tightly confined atoms in optical dipole traps[M]. na,2002.

[30] Griffin A, Snoke D W, Stringari S. Bose-einstein condensation[M]. Cambridge University Press,1996.

[31] 陈海霞.  $^{87}\text{Rb}$ — $^{40}\text{K}$  玻色费米 混和气体量子简并的实现[D].山西大学,2009.

[32] 王鹏军, 熊德智, 陈海霞, et al.原子吸收成像的二维光学密度分布获得量子简并费米气体参数[J].光学学报,2010, 30 (3): 893.

[33] 李梦达.高分辨成像的光晶格量子模拟研究[J].中国科学技术大学,2018.

[34] Li X. Coherent Heteronuclear Spin Dynamics in an Ultracold Spinor Mixture: 超冷旋量混合物中的異核間相干自旋動力學[D].2015.

## 第三章 实验原理与相关技术超冷原子实验平台

这里主要介绍了在制备好 BEC 后，我们常用到的射频和微波转态技术、原位成像、光晶格绝热装载、Kapitza-Dirac 散射等技术。

### 3.1 射频和微波

#### 3.1.1 Landau-Zener 隧穿原理

实验过程中，我们需要将  $|F = 2, m_F = 2\rangle$  态 BEC 制备到  $|F = 1\rangle$ ，用到的原理是 Landau-Zener crossing。最早在 1932 年，几乎同时由 Landau、Zener 和 Stückelberg 分别独立提出微观粒子在外场驱动下，可以在相邻能级之间进行量子隧穿。Landau-Zener crossing 的本质是两能级粒子之间的 Rabi-flopping，哈密顿量可以写成<sup>[1]</sup>

$$\hat{H} = (\hat{H}_A + \hat{H}_{AF}) = \hbar \begin{bmatrix} -\Delta & \Omega/2 \\ \Omega/2 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.1)$$

本征值为

$$E_{\pm} = -\frac{\hbar\Delta}{2} \pm \frac{\hbar\Omega}{2} \quad (3.2)$$

相应的特征向量由非耦合态的有效旋转给出， $\Delta$  为共振频率，

$$|+\rangle = \sin\theta|g\rangle + \cos\theta|e\rangle \quad (3.2)$$

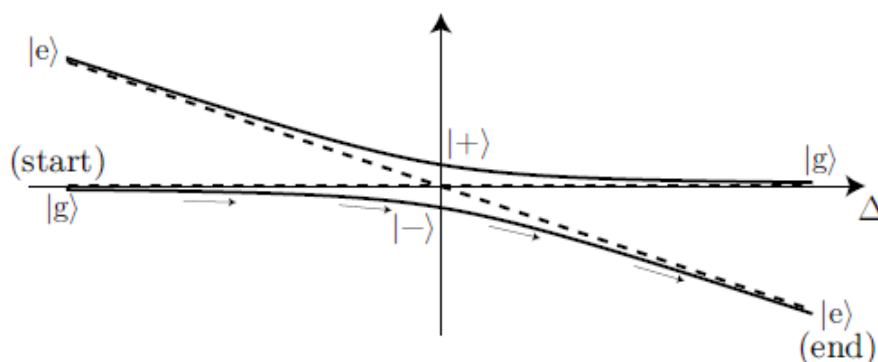
$$|-\rangle = \cos\theta|g\rangle - \sin\theta|e\rangle$$

Stückelberg 角  $\theta$  定义为，

$$\tan 2\theta = -\frac{\Omega}{\Delta} \quad (0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}) \quad (3.3)$$

其中  $\Omega$  为  $|g\rangle$  和  $|e\rangle$  间的拉比频率。如图 3.1，两条虚线对应没有电场作用下的裸态，当外加电场时，交点分开，两条曲线为缀饰态。

假设  $\Omega > 0$ ，初始扫描的射频场远远小于共振频率即  $\Delta \ll -\Omega$ ，此时  $\theta \approx 0$ ， $|-\rangle$  接近横坐标，即  $|-\rangle \approx |g\rangle$ ，当逐渐增加频率，即从  $|g\rangle$  转移到  $|e\rangle$ 。同理，当  $\Delta \gg \Omega$ ，此时  $\theta \approx \frac{\pi}{2}$ ， $|+\rangle$  接近横坐标，即  $|+\rangle \approx |g\rangle$ ，逐渐减小频率，即  $|g\rangle$  转移到  $|e\rangle$ 。因此实验需要改变失谐，缓慢地从远失谐扫描经过共振频率 ( $\theta \approx \frac{\pi}{4}$ )。

图 3.1 Landau Zener crossing 图来自<sup>[1]</sup>

### 3.1.2 射频和微波实验设备

射频转态的设备包括了 keysight 信号源 (PXI 9010A), 射频开关, 功率放大器 (5W 输出), 射频线圈和  $50\Omega$  负载电阻<sup>[2]</sup>。需要注意的是射频线圈的轴向需要和磁场垂直。以前我们的蒸发线圈没有加 C1 和 C2 电容, 导致线圈常通电, 经常损坏电阻 R1, 后来我们借鉴 Cornell、Wieman 小组<sup>[3]</sup>, 将蒸发线圈改进, 如图 3.2, 之后再也没有烧坏过电阻。实验需要  $|F = 1, m_F = 1\rangle$  态向  $F = 1, m_F = 0\rangle$  转移时, 先将 30G 的磁场稳定下来, 然后射频信号源输出幅度为 0.107V, 共振频率为 23.1MHz, 时间为  $0.028\mu\text{s}$  的  $\pi$  脉冲信号。

微波主要包括 Keysight 信号源 (8257D), 微波开关 (General Microwave, F9114A), 功率放大器 (Mini-Circuits, ZVE-8G+), 单向器 (AEROTEK, H13-1FFF) 和微波喇叭 (西安恒达微波, 70WCAS)。各个器件之间的连线都采用 Mini-Circuits 公司的低损耗硬线, 以保证幅度的最大, 单向器的作用是防止信号返回造成损坏。实验的磁场由补偿磁场提供, 大小约为 4.7G, 微波扫描时间为 8ms, 共振频率为 6843.177MHz, 幅度为 -2dBm。

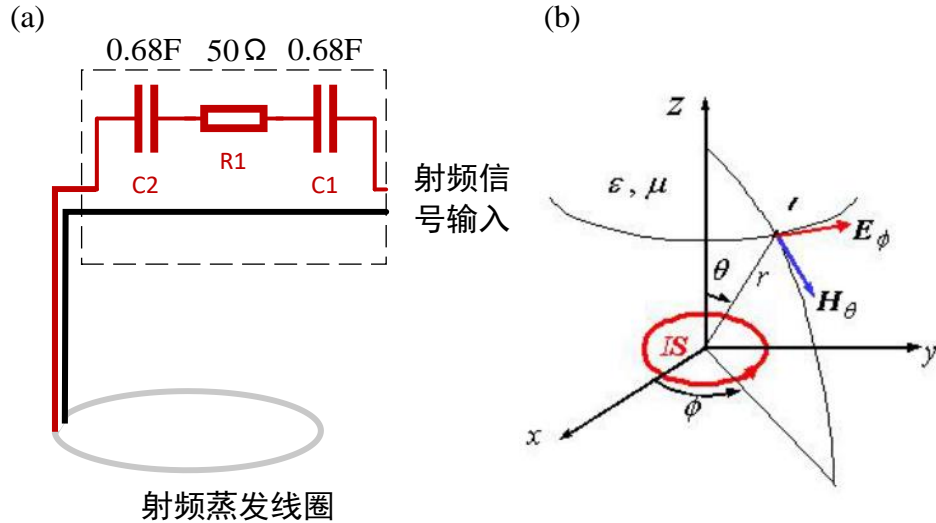


图 3.2 (a) 射频蒸发 (或转态) 线圈; (b) 蒸发线圈最佳位置是轴向与磁场方向垂直, 图自<sup>[2]</sup>。

### 3.2 原位成像

光学成像系统常常受到衍射的限制, 为了获取高分辨率的, 要选取高数值孔径的物镜。数值孔径(Numerical Aperture)可以表示为<sup>[4]</sup>

$$N.A. = n \sin \theta \quad (3.4)$$

其中  $n$  代表观测物体到透镜直接的折射率,  $\theta$  是透镜光锥角的一半。数值孔径用于衡量该光学系统收集光角度范围的能力, 并且决定了空间光学分辨率  $d$

$$d = \frac{0.61\lambda}{N.A.} \quad (3.5)$$

由图 3.3 可以得到

$$\theta = \arctan \frac{D}{2f} \quad (3.6)$$

如果想要  $\theta$  角增大, 则需要增加物镜直径, 减小焦距 (实际情况是  $\theta$  极限是  $90^\circ$ , 即数值孔径 N.A.的极限是 1 左右)。如图 3.3, 实验观测原子云时, 需要进行  $F2/F1$  的成像放大。在保证物镜的衍射极限后, 可以选取高倍率  $F2$  使成像系统达到物镜的衍射极限。为了突破这一衍射极限, 人们设计了散射技术<sup>[5]</sup>, Pendry 完美透镜<sup>[6]</sup>, 甚至提升了半导体的相关产业<sup>[7]</sup>。

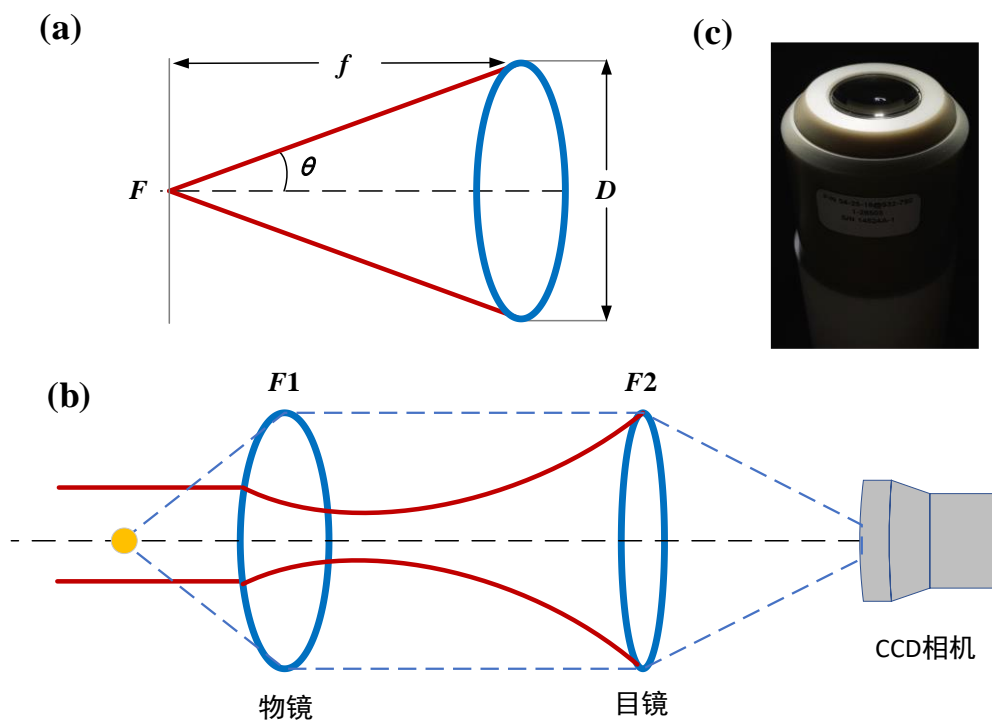


图 3.3 (a) 透镜收集光线的范围 (b) 成像放大光路图 (c) 实验室定制 Special Optics 公司的显微物镜, N.A.=0.6, 焦距为 18mm, 镀有 780nm, 767nm 和 532nm 的高透膜。

通常原位成像的物镜主要有两种, 一种是在真空腔体内<sup>[8,9]</sup>, 一种在腔体外<sup>[10-15]</sup>。前者距离原子更近, 数值孔径 N.A. 也可以做到很大, 但是缺点比较明显, 不方便调节。我们实验室采用后者方法, 实验上也更加稳妥可操控。图 3.4 为成像光路, 分为原位成像和低分辨率成像。显微物镜焦距为 18mm, 原位成像目镜为 970mm, 放大倍率 53.9 倍, 成像器材为 Andor EMCCD; 低分辨率目镜为 200mm, 放大倍率 11.1 倍, 成像器材 Andor iKon M。因为物镜对焦到光阱上, 不能再手动调, 而低分辨率需要飞行足够时间, 我们将 Andor CCD 往更远处移动, 距离目镜约为 300mm 的距离, 观察到自由飞行 18ms 的原子最清晰, 在日常检查原子密度, 调整光晶格激光位置都起到关键作用。当我们需要近距离观察二维气体的时候将成像切换到原位成像。

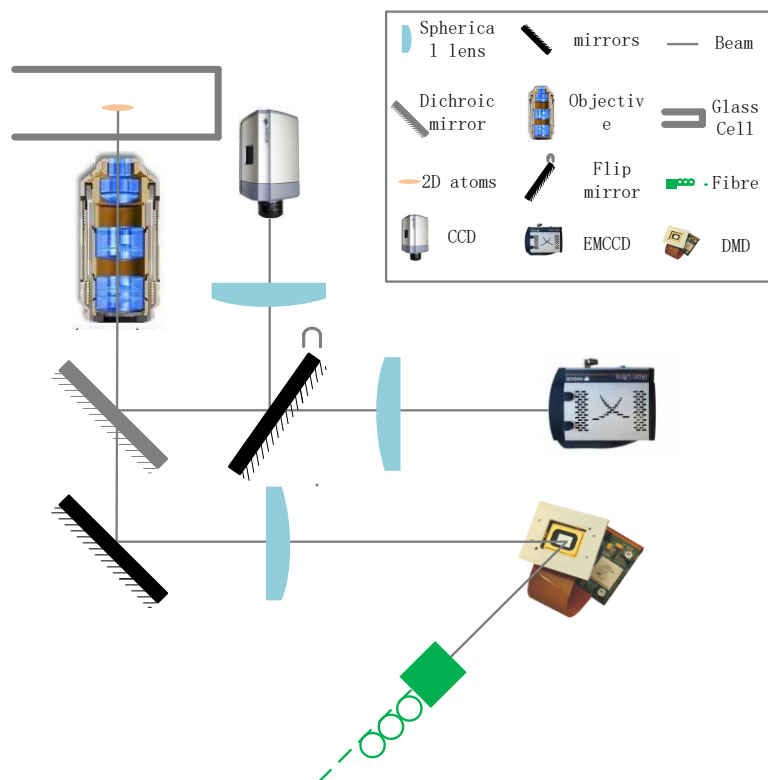


图 3.4 原位成像，饱和吸收成像和 DMD 光路。其中翻转反射镜起到了原位成像和低分辨率成像的切换作用；DMD 光路通过双色镜与探测光重合，投影到原子上。

表 3.1 主要小组显微成像分辨率

| Group                          | Objective | Company        | Resolution         | NA        |
|--------------------------------|-----------|----------------|--------------------|-----------|
| C . Chin <sup>[10]</sup>       |           |                | 2 $\mu\text{m}$    | 0.28      |
| M . Greiner <sup>[8]</sup>     | 18 mm     | Zeiss          | 0.68 $\mu\text{m}$ | 0.6(0.87) |
| I . Bloch <sup>[11]</sup>      | 13 mm     | Leica          | 0.74 $\mu\text{m}$ | 0.68      |
| D . S . Weiss                  | 16 mm     |                |                    | 0.55      |
| M.Zwierlein <sup>[13]</sup>    |           |                | 0.76 $\mu\text{m}$ | 0.87      |
| Y.Takahashi                    |           |                | 0.43 $\mu\text{m}$ | 0.75      |
| Zhang Jing                     | 18 mm     | Special Optics |                    | 0.6       |
| Yuan Zhensheng <sup>[16]</sup> |           | Leica          | 0.69 $\mu\text{m}$ | 0.8       |

### 3.3 光晶格的绝热与非绝热

当光场作用原子足够缓慢时，原子都处于 0 能带上，此时是非绝热过程。可以由以下公式描述<sup>[17]</sup>

$$|\langle n, q | d/dt | 0, q \rangle| \ll |E_n^q(q) - E_0^q(q)|/\hbar \quad (3.7)$$

其中  $E_n^q$  表示不同的能级原子的能量， $\langle n, q |$  是波函数。因此绝热是一个非常缓慢的过程，防止原子由 0 能带激发到高能带上。实验上可以将光晶格与原子相互作用分为以下几类<sup>[18]</sup>。

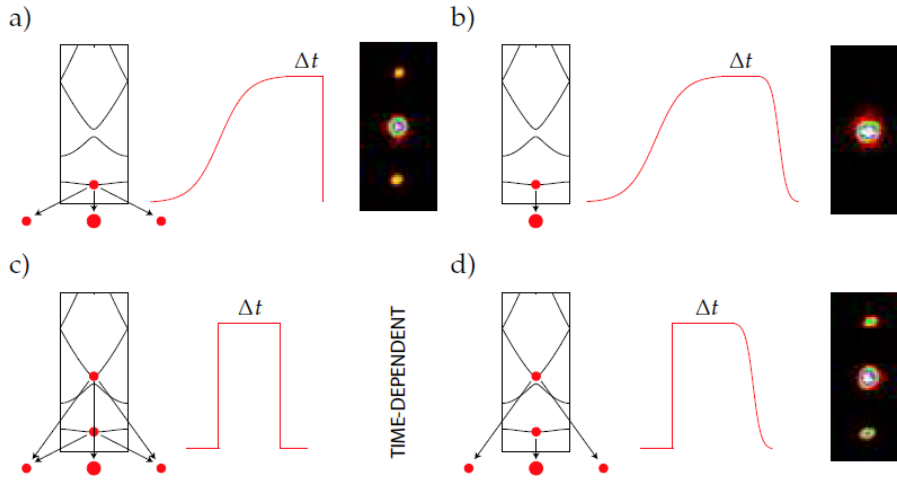


图 3.4 图来自<sup>[18]</sup>。(a)绝热增加光强，然后立即关闭，原子处在 0 能带上，动量空间分布  $\pm 1\hbar k$  衍射峰；(b)绝热增加光强，绝热关闭，原子处于 0 能带，只有  $0\hbar k$  动量分布；(c)非绝热脉冲，原子被激发到高能带上；(d)非绝热开启，绝热关闭，原子被激发到高能带上，动量空间分布  $0, \pm 1\hbar k$  级的动量分布。

### 3.4 光晶格阱深测量

原子受光场作用产生的势阱可以用阱深表示，阱深与原子和激光参数都有关。通常以原子感受到光场的一个反冲动量为单位，

$$E_r = (\hbar k)^2/2m \quad (3.8)$$

其中  $m$  是原子的质量， $k$  是光场的波矢。在谐振子阱中的势

$$V_0 = \frac{1}{2k^2} m\omega_{trap}^2 \quad (3.9)$$

以  $E_r$  为单位，阱深可以表示

$$s = V_0/E_r = \frac{(\hbar k)^2}{4k^2} \omega_{trap}^2 \quad (3.10)$$



实验上测量阱深的方法主要有以下几种：参量振荡，扰动晶格， $\pm 1\hbar k$ 级动量原子分布，Raman-Nath 散射，拉比振荡和 Kapitza-Dirac (KD) 散射等测量阱深。

### 3.4.1 参量加热

与测量偶极阱束缚频率类似，当外部驱动频率是原子束缚阱频率的两倍时，发生共振<sup>[19]</sup>。实验上可以将光晶格的光强加一定频率的偏置调制，通常设置光强调制深度为 20%左右，将调制的光晶格和原子作用一段时间，通过扫描频率来观察原子的损耗。需要注意的是光晶格中的原子有可能激发跃迁到很多能带上（4, 6 等能带）参量振荡加热有可能会测到很多个共振频率<sup>[18]</sup>。

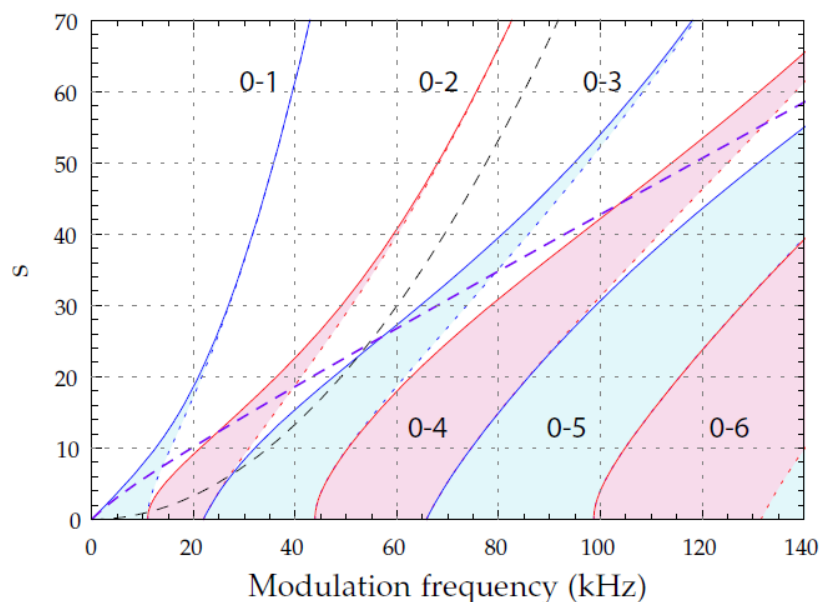


图 3.5 参量加热理论计算。图来自<sup>[18]</sup>。原子从 0 能带被激发到不同能带（1-6），对于不同的激发，都有相同的势阱  $s$ ，实验往往会测得几个共振频率。

### 3.4.2 扰动晶格测量阱深

同样与测量偶极阱束缚频率类似，当光晶格突然感受到光强的变化时，原子开始在以束缚阱为中心附近振荡，记振荡时间为  $t$ ，之后在自由空间飞行，记录原子在动量空间位置的变化。分别作出原子在  $(x, y, z)$  方向位置与时间  $t$  的关系，得到原子真实的束缚频率。

### 3.4.3 $\pm 1$ 级动量原子数分布

如果晶格阱深绝热地增加，势阱束缚频率和化学势的频率成反比。如果突然关闭光晶格，每个晶格格点独立的高斯波包将互相干扰，飞行的时候会相互干涉形成不同动量的衍射峰<sup>[20]</sup>。

一级动量衍射原子数可以表示为

$$P_{\pm 1} = \exp(-4\pi^2\sigma^2/d) \quad (3.11)$$

其中  $\sigma = d/\pi s^{1/4}$  为晶格格点波包宽度，阱深可以表示

$$s = \frac{16}{[\ln(P_{\pm 1})]^2} P_{\pm 1}^{-1/4} \quad (3.12)$$

### 3.4.4 Raman-Nath 散射

一对沿  $z$  轴方向反向传播的激光场产生驻波，作用原子时间为  $\tau$ ，原子会被  $V_0 \cos^2 kz$  的势阱调制，物质波函数对应的哈密顿量为

$$\hat{H} = -\left(\frac{\hbar^2}{2m}\right) \partial_z^2 + V_0 \cos^2 kz \quad (3.13)$$

其中  $m$  是原子质量， $k = 2\pi/\lambda$ ，将物质波函数展开  $\Psi(t) = \sum_n C_n(t) e^{i2nkz}$ ， $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  是散射级次， $C_n(t=0) = \delta_{n,0}$ 。定义以下无量纲参数

$$\alpha = (E_r^{(2)}/\hbar)\tau \quad (3.14)$$

$$\beta = (V_0/\hbar)\tau \quad (3.15)$$

这里  $E_r^{(n)} = (nk\hbar)^2/2m$  表示  $n$  级次光子反冲动量， $E_r^{(2)}$  表示双光子的反冲动量。

将含时薛定谔方程转化为一组耦合微分方程，得到

$$i \frac{dC_n}{dt} = \frac{\alpha n^2}{\tau} C_n + \frac{\beta}{4\tau} (C_{n-1} + 2C_n + C_{n+1}) \quad (3.16)$$

$C_n$  是不同衍射级次，原子数占总原子的百分比。对于给定阱深，当势能全部转化为动能，可以填充的最高阶次

$$n = \sqrt{\beta/\alpha} \quad (3.17)$$

这里  $\alpha$  表示  $\tau^{(2)} = \hbar/E_r^{(2)}$  双光子反冲动量的单位脉冲时间， $\beta$  是脉冲作用时间。原子在光晶格中的演化主要由  $\alpha n^2$  和  $\beta$  决定，对应物理量即阱深和脉冲时间。

如果脉冲时间  $\tau$  远远小于谐振子的周期，忽略公式中的  $\alpha n^2$  项，即  $\tau \omega_{trap} \ll 1$ ， $\omega_{trap} = \sqrt{V_0 E_r^2/\hbar}$ ，即  $\tau \ll \sqrt{V_0 E_r^2/\hbar}$ 。这里，

$$C_n(t) = (-1)^n e^{-\frac{i\beta t}{2\tau}} J_n\left(\frac{\beta t}{2\tau}\right) \quad (3.18)$$

则在  $zn\hbar k$  的分布几率  $P_n = |C_n|^2$ , 有

$$P_n = J_n^2\left(\frac{\beta}{2}\right) \quad (3.19)$$

由  $J_0(2.4048) = 0$ , 即当  $\tau = 2.4048\hbar/V_0$ ,  $P_0 = 0$ , 即  $n = 0$  分布的原子几率为零。

相邻最高最低的势能差, 即光晶格阱深为

$$2V_0 = 2.4048\hbar/\tau \quad (3.20)$$

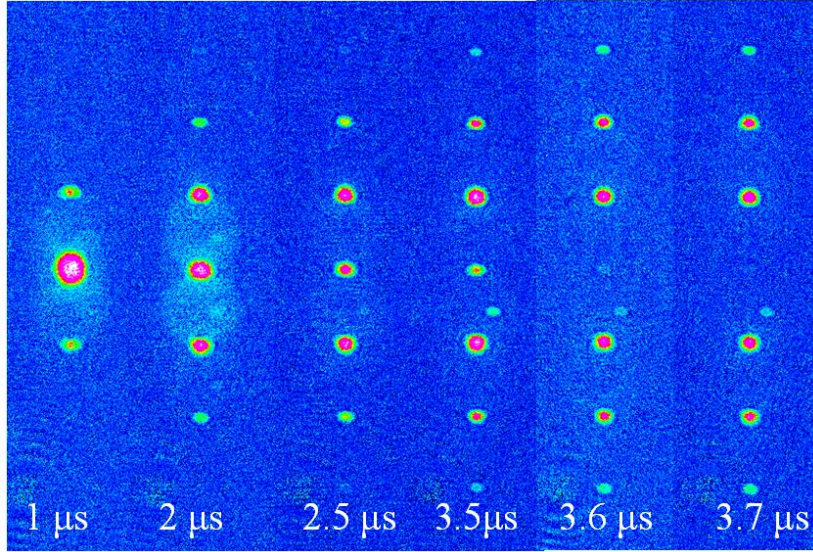


图 3.6 Raman-Nath 散射  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  态 BEC, 自由飞行时间 20ms。

### 3.4.5 拉比振荡 (弱动力学)

如果脉冲足够弱, 只有  $\pm 1$  动量的原子分布, 此时势阱  $V_0 \leq 4Er$ , 代入公式  $C_0$  和  $C_{\pm 1}$ , 即

$$P_{\pm 1} = \frac{\beta^2}{2\beta^2 + 4\alpha^2} \sin^2\left(\frac{\sqrt{\frac{\beta^2}{2} + \alpha}}{2}\right) \quad (3.21)$$

又  $P_0 = 1 - P_{-1} - P_1$ ,

$$P_{\pm 1} = \frac{1}{2} \left(\frac{\chi}{\Omega}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\Omega}{2}\tau\right) \quad (3.22)$$

其中拉比振荡频率  $\Omega = \sqrt{[\chi^2 + \omega_{\text{trap}}^{(2)}]}$ , 共振耦合强度为  $\chi = V_0/\sqrt{2}\hbar$ , 束缚频率  $\omega_{\text{trap}}^{(2)} = Er^{(2)}/\hbar$ 。

### 3.4.6 Kapitza-Dirac 散射

实验用到激光功率 10mW，波长 800nm，脉冲最长时间为  $400\mu\text{s}$ 。对公式 3.16 数值模拟，可以得到不同势阱  $s=150$  的拟合曲线，其中  $s = V/E_r$  为相对一个光子反冲动量的势阱。如图 3.7，(a) 图是实验数据，横坐标是脉冲时间，纵坐标是不同能级原子数布居百分比，(b) 图是拟合数据。

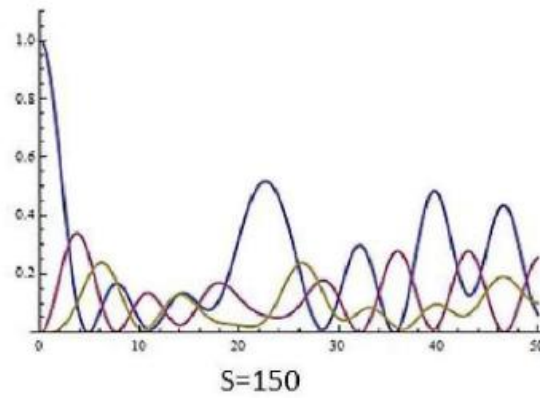


图 3.7 Kapitza-Dirac 散射 (a)

## 参考文献

- [1] Steck D A. Quantum and atom optics,2007.
- [2] 熊德智.  $^{87}\text{Rb}$  和  $^{40}\text{K}$  玻色费米量子简并混合气体在磁阱和光阱中的操控[D]. 山西大学,2010.
- [3] Ensher J R. The first experiments with Bose-Einstein condensation of  $^{87}\text{Rb}$ [D]. University of Colorado,1999.
- [4] 赵凯华, 罗蔚茵, 物理学, et al. 新概念物理教程——力学 (第二版)[M]. 北京: 高等教育出版社,2004.
- [5] 杨虹, 黄远辉, 龚昌妹, et al. 散射介质超衍射极限技术研究进展[J]. 中国光学,2014, 7 (1): 1-25.
- [6] Pendry J B. Negative refraction makes a perfect lens[J]. Physical review letters,2000, 85 (18): 3966.
- [7] 干福熹, 王阳. 突破光学衍射极限, 发展纳米光学和光子学[J]. 光学学报,2011, 31 (9): 0900104.
- [8] Bakr W S, Gillen J I, Peng A, et al. A quantum gas microscope for detecting single atoms in a Hubbard-regime optical lattice[J]. Nature,2009, 462 (7269): 74-77.
- [9] Peng A W-C. Quantum gas microscope with optical lattice[D]. PhD thesis, Harvard University,2010.
- [10] Gemelke N, Zhang X, Hung C-L, et al. In situ observation of incompressible Mott-insulating domains in ultracold atomic gases[J]. Nature,2009, 460 (7258): 995-998.
- [11] Sherson J F, Weitenberg C, Endres M, et al. Single-atom-resolved fluorescence imaging of an atomic Mott insulator[J]. Nature,2010, 467 (7311): 68-72.
- [12] Wilson K E, Newman Z L, Lowney J D, et al. In situ imaging of vortices in Bose-Einstein condensates[J]. Physical Review A,2015, 91 (2).
- [13] Cheuk L W, Nichols M A, Okan M, et al. Quantum-gas microscope for fermionic atoms[J]. Physical review letters,2015, 114 (19): 193001.
- [14] Omran A, Boll M, Hilker T A, et al. Microscopic Observation of Pauli Blocking in Degenerate Fermionic Lattice Gases[J]. Phys Rev Lett,2015, 115 (26): 263001.
- [15] Edge G J A, Anderson R, Jervis D, et al. Imaging and addressing of individual

- fermionic atoms in an optical lattice[J].Physical Review A,2015, 92 (6): 063406.
- [16] 李梦达.高分辨成像的光晶格量子模拟研究[J].中国科学技术大学,2018.
- [17] Ben Dahan M, Peik E, Reichel J, et al.Bloch Oscillations of Atoms in an Optical Potential[J].Physical Review Letters,1996, 76 (24): 4508-4511.
- [18] Andersen H K. Bose-Einstein condensates in optical lattices[D]. PhD thesis, University of Aarhus,2008.
- [19] Jáuregui R, Poli N, Roati G, et al.Anharmonic parametric excitation in optical lattices[J].Physical Review A,2001, 64 (3): 033403.
- [20] Cristiani M, Morsch O, Müller J, et al.Experimental properties of Bose-Einstein condensates in one-dimensional optical lattices: Bloch oscillations, Landau-Zener tunneling, and mean-field effects[J].Physical Review A,2002, 65 (6): 063612.

## 第四章 超流态与莫特绝缘态

本章主要介绍了两种二维光晶格的搭建和观察超冷玻色气体由超流态到莫特绝缘态的量子相变, 实验分析了两种光晶格对量子相变的影响, 为今后开展光晶格中强关联多体物理研究奠定基础。。

### 4.1 背景介绍

强关联多体物理是研究诸多材料性质的关键内容, 但是一直以来有两个问题难以攻克, 一个是计算难度随系统的粒子数增多呈指数增长; 另一个是非线性系统无法用微扰法处理<sup>[1]</sup>。近年来, 快速发展的光晶格因其具有完美的周期势场和高度的可控性, 使得研究强关联多体系统成为可能<sup>[2-7]</sup>。2002 年德国 I. Bloch 小组首次在实验上观测到了玻色-爱因斯坦凝聚体 (Bose-Einstein condensation, BEC) 在光晶格中由超流 (Superfluid, SF) 态相变到 Mott 绝缘 (Mott insulator, MI) 态, 从此光晶格成为研究超冷原子强关联多体系统中新奇量子态的重要手段<sup>[8]</sup>。而对于自旋大于 1/2 的原子, 光晶格又可以提供一个高度可控的大自旋量子关联体系, 在此基础上, 许多新材料模型和新奇量子现象被发现<sup>[9-15]</sup>。利用单一激光光束折叠反射产生二维光晶格, 这个方案已用于产生二维光晶格的双阱阵列, 实现分离和操控原子对阵列<sup>[16]</sup>, 并理论预测了该系统具有高轨道能带的拓扑半金属态<sup>[17]</sup>。本文实验观测了 <sup>87</sup>Rb 超冷原子在两种不同的二维光晶格中 SF 态和 MI 态之间的量子相变。二维光晶格是采用单束激光折叠反射产生, 通过控制激光偏振产生两种不同的二维光晶格结构, 一种是激光偏振方向平行于晶格光束所在平面, 另一种是激光偏振方向垂直于晶格光束所在平面。该工作为今后开展光晶格中大自旋量子态和强关联物理等研究奠定基础。

### 4.2 Bose-Hubbard 理论模型

#### 4.2.1 Bose-Hubbard 模型建立

在 1998 年, D. Jaksch 等<sup>[18]</sup>人将 Hubbard 模型引入超冷原子领域, 建立了 Bose-Hubbard 模型, 提出了实现 SF 态到 MI 态转变的条件。其模型包含三个关键参数: 隧穿强度  $J$ , 相互作用强度  $U$  和格点上的化学势  $\mu_i$ 。二次量子化的多体哈密顿量在坐标

表象下可写成:

$$\hat{H} = \int d^3x \hat{\psi}^\dagger(x) \hat{H}_{\text{free}}(x) \hat{\psi}(x) + \frac{V_{\text{int}}}{2} \int d^3x \hat{\psi}^\dagger(x) \hat{\psi}^\dagger(x) \hat{\psi}(x) \hat{\psi}(x) \quad (4.1)$$

其中,  $\hat{H}_{\text{free}} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_{\text{ext}}(x) - \mu$ , 为单个自由粒子的哈密顿量, 其中  $V_{\text{ext}}(x) = V_{\text{latt}}(x) + V_T(x)$ ,  $V_{\text{ext}}(x)$  为外场势,  $V_{\text{latt}}(x)$  为晶格势,  $V_T(x)$  为外势能项,  $\mu$  为系统的化学势。两个原子间相互作用  $V_{\text{int}} = \frac{4\pi a_s \hbar^2}{m}$  来表示,  $a_s$  为  $s$  波散射长度, 将上式中波函数  $\hat{\psi}(x)$  在晶格格点用 Wannier 函数表示

$$\hat{\psi}(x) = \sum_i \hat{a}_i \omega(x - x_i) \quad (4.2)$$

其中  $\hat{a}_i$  为第  $i$  个晶格格点上的湮灭算符, 哈密顿量最终可以写成:

$$\hat{H} = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_j + \frac{U}{2} \sum_i \hat{n}_i (\hat{n}_i - 1) - \sum_i \mu_i \hat{n}_i \quad (4.3)$$

其中  $\hat{n}_i = \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i$  是第  $i$  个格点的原子数算符,  $\langle i,j \rangle$  表示最近邻格点,  $\mu$  表示有效化学势。其中第一项描写的是隧穿项, 隧穿强度由下式表示

$$J(i,j) = \int d^3x \omega^*(x - x_i) \left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_{\text{latt}}(x) \right] \omega(x - x_j) \quad (4.4)$$

第二项表示单个格点上原子间的相互作用

$$U = U(i) = \frac{4\pi a_s \hbar^2}{m} \int d^3x |\omega(x - x_i)|^4 \quad (4.5)$$

第三项为格点上的化学势

$$\mu_i = \mu - \int d^3x V_T(x) |\omega(x - x_i)|^2 \quad (4.6)$$

#### 4.2.2 相变过程分析

Bose-Hubbard 模型无法直接求解, 所以我们考虑两个极限情况<sup>[19]</sup>。

当  $J/U \rightarrow \infty$ , 即晶格间跃迁占主导, 而相应的晶格势趋近于零, 即  $U \rightarrow 0$ , 原子依然保持 Thomas-Fermi 分布, 所有玻色原子在  $k = 0$  的最低 Bloch 能带, 系统的波函数表现由单原子的波函数等相位叠加的形式, 体系的基态波函数:

$$|\Phi\rangle_{J/U \rightarrow \infty} = \frac{1}{\sqrt{N!}} \left( \frac{1}{\sqrt{N_L}} \sum_i \hat{a}_i^\dagger \right)^N |0\rangle \quad (4.7)$$



$N$  表示原子数,  $N_L$  为晶格点, 原子可以在格点间自由隧穿, 单个格点上的原子满足泊松分布, 此时为超流态。当原子自由飞行时, 由于相邻格点原子之间具有相同的相位, 所以在动量空间可以看到干涉产生离散的动量分量。如图 4.1 所示处于超流态的原子在晶格中隧穿。

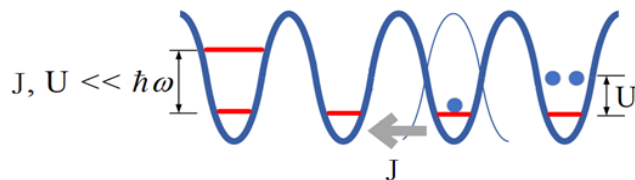


图 4.1 超冷原子在光晶格中的隧穿

当  $J/U \rightarrow 0$ , 晶格间相互作用占主导, 即  $U \rightarrow \infty$ , 格点间原子隧穿很弱, 晶格势很强, 系统的基态由局域化的原子波函数组成, 则体系基态波函数为

$$\left| \Phi \right\rangle_{J/U \rightarrow 0} = \prod_{i=1} \hat{a}_i^\dagger |0\rangle \quad (4.8)$$

此时这一状态为 MI 态, 相邻格点间没有相干, 所以在动量空间不会观察到干涉产生的离散动量分量。

前面描述两个极端情况下的 Bose-Hubbard 模型, 考虑  $J/U$  从  $0 \rightarrow \infty$ , 即从 SF 态到 MI 态的相变过程, 这主要由  $J/U$  和  $\mu_i/U$  共同作用, 如果 MI 态中单个格点中仅有一个原子, 可以根据蒙特卡洛数值模拟出临界点为<sup>[20]</sup>  $(U/J)_{n=1} = 16.4$ 。

### 4.3 超流态与莫特绝缘态实验过程

图 4.2 为产生二维光晶格的实验光路图。光晶格激光经过平面反射镜 M1、M2 和平凹反射镜 M3 的反射后, 沿原光路返回, 其中消色差透镜 F0、F1 使激光会聚到原子的束腰直径为  $200 \mu\text{m}$ 。

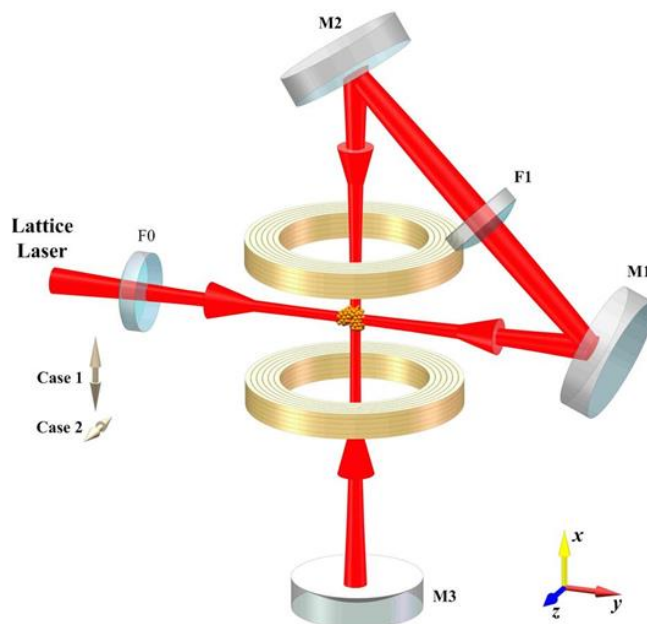


图 4.2 实验装置 二维光晶格由一束激光往返产生，其中方案 1 和方案 2 分别代表激光偏振平行和垂直于光束所在平面的两种情况

在本实验中，通过改变激光偏振产生了两种不同结构的二维光晶格。根据入射激光偏振的不同，具体分为两种方案：方案 1 是激光的偏振平行于光束所在平面，由此产生的二维光晶格称为面内晶格，沿  $x$  轴和  $y$  轴是两个独立的一维光晶格，所以势阱为  $U_1(x, y) = V[\cos^2(k_r x) + \cos^2(k_r y)]$ ，其中  $k_r = 2\pi/\lambda$ ， $\lambda$  是光晶格激光的波长。面内二维光晶格势阱的空间分布及在  $xz$  平面上的投影如图 4.3 (a) 所示，可以看到势阱沿  $x$ 、 $y$  轴独立分布，空间周期为  $\lambda/2$ 。方案 2 是入射激光偏振垂直于光束所在平面，产生的二维光晶格称为面外晶格，因为沿  $x$ 、 $y$  方向激光偏振互相平行，所以两个一维光晶格会产生干涉，势阱为  $U_2(x, y) = V[\cos(k_r x) + \cos(k_r y)]^2$ ，其中  $2\cos(k_r x)\cos(k_r y)$  为干涉项，由图 3 (b) 可以看到势阱沿  $x$  轴、 $y$  轴呈  $45^\circ$  分布，周期为  $\lambda/\sqrt{2}$ ，当波长为红失谐时 ( $V < 0$ )，光晶格产生的势阱就像地平面上挖的一个个“洞”。近期我们研究组将这两种光晶格的相位信息写到物质波上，产生了亚波长的相位结构<sup>[21]</sup>。图 3 (c) 和 3 (d) 分别表示的是面内晶格和面外晶格的一个晶胞。图 3 (e) 表示的是在相同光强和波长下，两种光晶格势在  $xz$  平面的分布，蓝线代表方案 1(两条蓝线对应图 3 (a) 中势阱在  $xz$  面上最低和最高处的平面分布)，红线代表方案 2，可以看到在相同情况下，面外光晶格势阱更深，束缚原子的能力也越强，也更容易达到 MI 态。

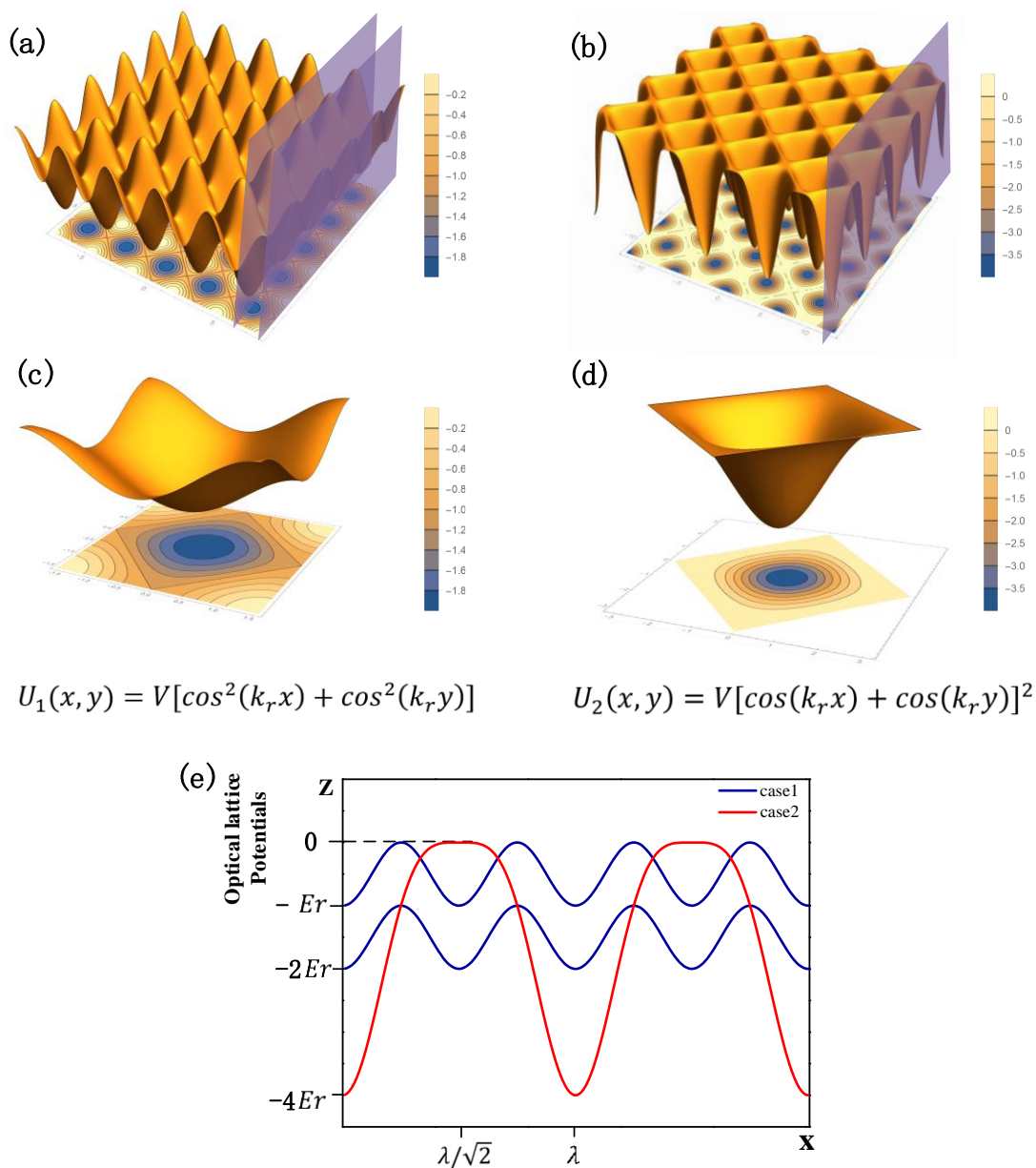


图 4.3 两种光晶格 (a) 方案 1 的面内光晶格空间分布；(b) 方案 2 的面外光晶格空间分布；(c) 方案 1 的晶胞；(d) 方案 2 的晶胞；(e) 两种光晶格势在  $xz$  平面上的分布。

具体实验过程如下： $|F = 2, m_F = 2\rangle$ 态的 $^{87}\text{Rb}$ 原子在四极磁阱和蓝失谐光塞势阱叠加形成的复合阱中进行射频蒸发预冷却<sup>[22-24]</sup>，当原子温度达到 $5\ \mu\text{K}$ 左右时，将原子装载到两束激光交叉形成的偶极阱中(波长为 $1064\ \text{nm}$ ，频率相差 $10\ \text{MHz}$ ，在原子云处的光斑直径是 $200\ \mu\text{m}$ )，通过进一步蒸发冷却后，最终获得 $2 \times 10^5$ 个 $^{87}\text{Rb}$ 原子的玻色爱因斯坦凝聚体<sup>[25,26]</sup>。然后打开光晶格激光，将光强由零线性增加，用时 $30\ \text{ms}$ ，再等待 $5\ \text{ms}$ ，使原子在光晶格中稳定下来。时序如图 5.4 (a) 所

示，红线表示光晶格光强。在打开光晶格过程中光偶极阱功率保持不变，用于维持  $z$  方向的束缚，最后突然关闭偶极阱和光晶格势阱，原子在自由空间中飞行 12 ms 后做吸收成像(time of flight, 简记为 TOF)，依据原子在动量空间中的分布，可以判定 BEC 是否相变到 MI 态；当获得 MI 态后，降低光晶格光强到零，用时 30 ms，最后同时关断所有激光，自由飞行 12 ms 成像，即实现 SF 态到 MI 态再到 BEC 的量子相变，实验时序如图 4.4 (b) 所示。如果用时 0.5ms 快速光晶格，原子的形状将会表现第一布里渊区分布，时序如图 4.4 (c)。

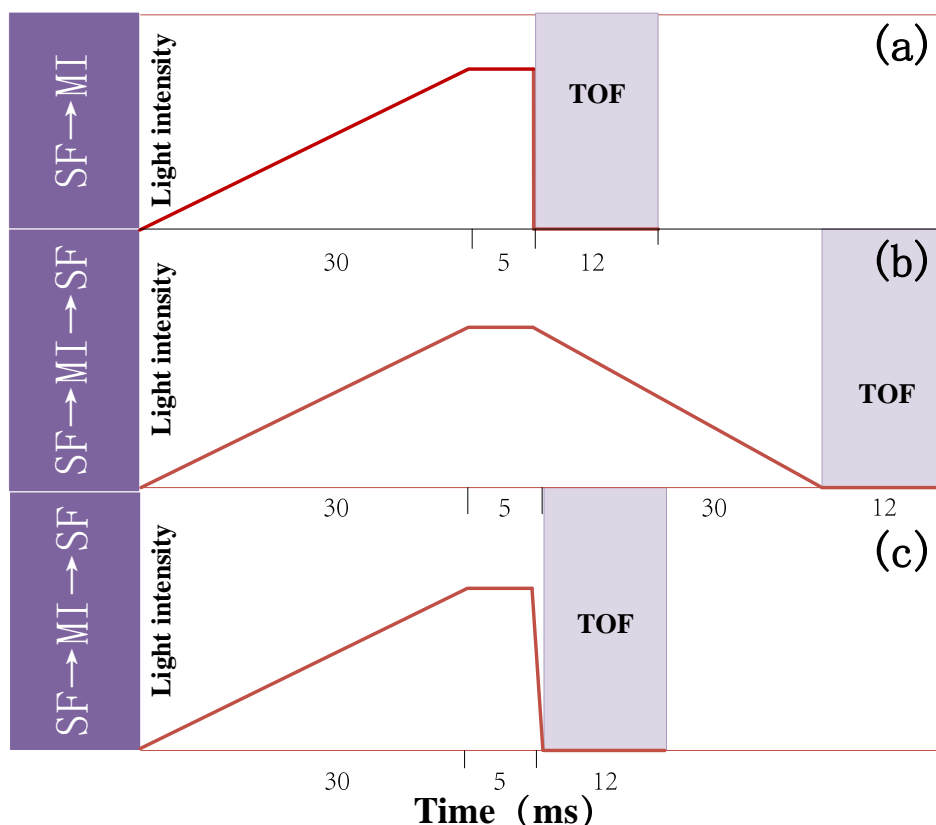


图 4.4 实验时序图 红色表示的光晶格光强的变化，最后自由飞行 12 ms 吸收成像，其中 (a)表示 SF 到 MI 的时序，(b)表示 BEC 到 MI 再到 BEC 的时序。

#### 4.4 量子相变实验结果和分析

实验上首先研究了面内二维光晶格的量子相变过程。通过每次调节时序图 4(a) 中的光强来观察相变过程，分别为 0.92 mW(2.23Er)、3.7 mW(8.96Er)、10.67 mW(25.84Er)和 13.26 mW(32.12Er)，由此得到图 4.5 中的(a1)、(a2)、(a3)、(a4)，可以看到在弱光晶格下，在原子动量空间中心的上下左右四个正方向  $2k_r$  处出现干

涉的动量分量，表明原子处在超流态，随着光强增大，格点间原子隧穿减弱，相互作用增强，格点间的干涉减弱，因此干涉的高动量分量对比度减弱。(a2)中在 $\pm 45^\circ$ 方向上出现 $\sqrt{2}k_r$ 动量分量，这主要是由于偏振不纯导致有少许面外光晶格的贡献，实验中用偏振分光棱镜测得光束经过反射镜 M2 时，消光比已经由 1/1000 变化到 1.8/1000；其次是两个方向上的光路无法保证完全垂直。当阱深加到 32Er 时，凝聚体彻底相变到 MI 态，此时每个格点内原子相互作用增强，由此导致格点间原子的相对相位随机，因此干涉消失，此时原子弥散分布在连续动量空间里。Spielman 等人采用单束激光产生二维光晶格，实验观测到  $^{87}\text{Rb}$  原子在面内晶格中由 SF 态彻底相变到 MI 态的阱深接近  $31(2)\text{Er}^{[27]}$ ，结论与本文实验结果相一致。在图 4.5(a)的基础上，分别将四次实验的光晶格势阱降到零，重新获得 BEC，分别对应(b1)、(b2)、(b3)、(b4)，发现光晶格势阱越深，返回得到的 BEC 中热原子数也越多，原子温度略有升高，主要是由光晶格抖动等不稳定性因素引起原子加热。将光晶格激光 0.5ms 时间快速关断，可以看到密度分布明显呈现方形，如图 c1 到 c4。

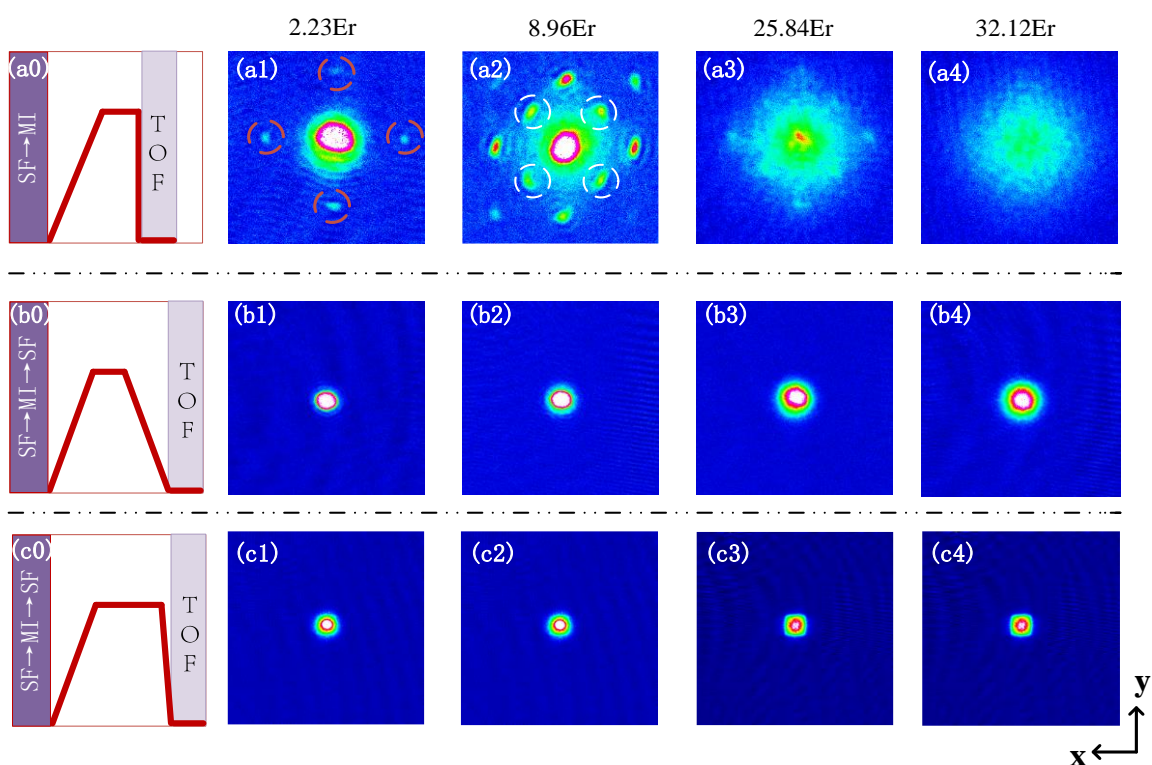


图 4.5 方案 1 的量子相变 (a0) 表示获得 MI 态的时序图，(a1) 到 (a4) 为 SF 态相变到 MI 态的过程，(a1) 中红色标注为光晶格格点，(a2) 中白色标注的格点主要由于激光偏振不纯、x 轴和 y 轴方向上的光路不完全正交所导致的，当势阱逐渐加深，隧穿开始加强，这些格点也越明显；



(b0) 为 BEC 相变到 MI 态，再相变回 BEC 的时序图，分别对应 (b1-b4)。(c1-c4) 明显看到原子形状逐渐变为正方形。

之后实验研究了  $^{87}\text{Rb}$  原子在面外二维光晶格中的量子相变过程，与方案 1 相同，通过改变晶格光强来观察相变过程，具体的光强参数为  $0.89\text{ mW}(2.15E_r)$ 、 $2.3\text{ mW}(5.57E_r)$ 、 $4.2\text{ mW}(10.17E_r)$ 、 $5.1\text{ mW}(12.35E_r)$ ，由此得到图 4.6 中的(a1)、(a2)、(a3)、(a4)，表示 SF 态相变到 MI 态的过程；随后分别减小光强到零，得到各自对应的 BEC，如图 4.6 (b1-b4)。如果将光晶格激光  $0.5\text{ms}$  时间快速关断，可以看到原子密度分布明显呈现菱形，如图 c1 到 c4。

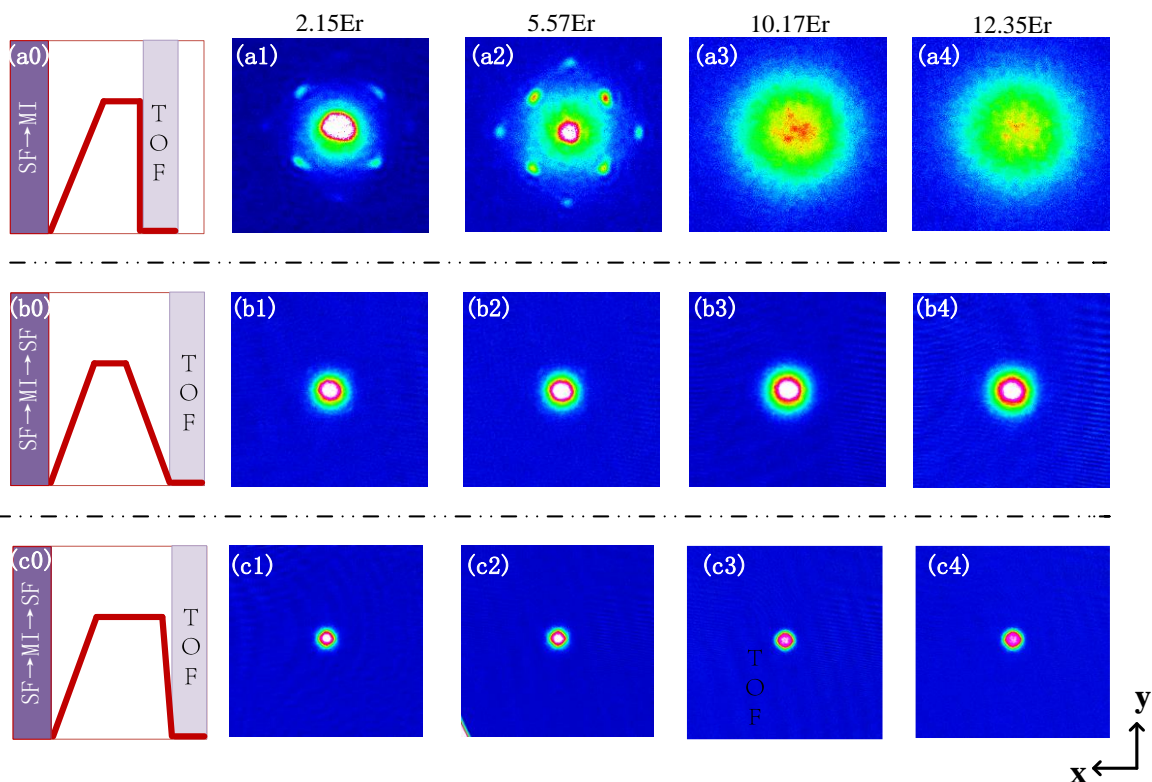


图 4.6 方案 2 的量子相变 (a0) 表示获得 MI 态的时序图，其中 (a1) 到 (a4) 为体系从 SF 相变到 MI 的过程；(b0) 为 BEC 相变到 MI 态，再相变回 BEC 的时序图，其中 (b1) 到 (b4) 分别对应 (a) 中光晶格势阱降低到零，重新获得 BEC 的空间分布图像。(c1-c4) 可以看到原子形状逐渐变成菱形。

在图 4.6 (a) 中，刚开始光强较弱的时候，格点间原子干涉占主导地位，首先在  $\pm 45^\circ$  方向上出现  $\sqrt{2}k_r$  动量分量。逐渐增大光强， $\pm 45^\circ$  方向上的  $\sqrt{2}k_r$  动量分量也随着

增强，但对比度逐渐减弱。当光晶格强度达到 $10.17E_r$ 时，系统就发生量子相变，进入MI态。对比方案1和2可知，后者出现量子相变的晶格深度更低，这与之前的理论分析一致，因为面外晶格两个方向的激光在原子处平行，由此产生干涉增强，而面内晶格的激光在原子处的偏振正交，因此是两个独立的一维光晶格构成的二维光晶格，势阱深度的具体情况见图4.3 (e)，面外光晶格的最低处能量是面内偏振光晶格最低处的两倍，同时面外二维光晶格的势垒高度是面内光晶格最低处势垒的四倍，因此面外偏振相比面内偏振二维光晶格在较低光强下就可以产生MI量子相变。

## 4.5 结论

本文采用单一激光光束的多次折叠反射方案实现了二维光晶格，进而通过控制面内和面外两种偏振状态产生了两种不同结构的二维光晶格。将 $^{87}\text{Rb}$ 原子BEC装载到两种光晶格中观察到从超流态和Mott绝缘态的量子相变，分析了两种光晶格结构对量子相变的影响。下一步将从理论和实验上精确定量分析两种光晶格量子相变点的光强大小和相对比例，希望进一步研究与量子相变有关的许多有趣的多体物理现象。

## 参考文献

- [1] 文小刚, (胡滨译). 量子多体理论: 从声子的起源到光子和电子的起源[M]. 高等教育出版社,2004.
- [2] Sherson J F, Weitenberg C, Endres M, et al.Single-atom-resolved fluorescence imaging of an atomic Mott insulator[J].Nature,2010, 467 (7311): 68-72.
- [3] Parsons M F, Mazurenko A, Chiu C S, et al.Site-resolved measurement of the spin-correlation function in the Fermi-Hubbard model[J].Science,2016, 353 (6305): 1253-1256.
- [4] 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.
- [5] Vuletić V, Chan H W, Black A T.Three-dimensional cavity Doppler cooling and cavity sideband cooling by coherent scattering[J].Physical Review A,2001, 64 (3): 033405.
- [6] Wang Y, Zhang X, Corcovilos T A, et al.Coherent addressing of individual neutral atoms in a 3D optical lattice[J].Physical Review Letters,2015, 115 (4): 043003.
- [7] Kumar A, Wu T-Y, Giraldo F, et al.Sorting ultracold atoms in a three-dimensional optical lattice in a realization of Maxwell's demon[J].Nature,2018, 561 (7721): 83-87.
- [8] 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.
- [9] Bernier J-S, Sengupta K, Kim Y B.Mott phases and superfluid-insulator transition of dipolar spin-three bosons in an optical lattice: Implications for Cr 52 atoms[J].Physical Review B,2007, 76 (1): 014502.
- [10] Kimura T, Tsuchiya S, Kurihara S.Possibility of a first-order superfluid–Mott-insulator transition of spinor bosons in an optical lattice[J].Physical review letters,2005, 94 (11): 110403.
- [11] Garcia-Ripoll J J, Martin-Delgado M A, Cirac J I.Implementation of spin Hamiltonians in optical lattices[J].Physical review letters,2004, 93 (25): 250405.
- [12] Tu H-H, Zhang G-M, Yu L.Mott insulating phases and quantum phase transitions of interacting spin-3/2 fermionic cold atoms in optical lattices at half filling[J].Physical Review B,2007, 76 (1): 014438.



- [13] Tu H-H, Zhang G-M, Yu L. Spin-quadrupole ordering of spin-3/2 ultracold fermionic atoms in optical lattices in the one-band Hubbard model[J]. Physical Review B, 2006, 74 (17): 174404.
- [14] Wu C, Zhang S-C. Sufficient condition for absence of the sign problem in the fermionic quantum Monte Carlo algorithm[J]. Physical Review B, 2005, 71 (15): 155115.
- [15] Wu C, Hu J-P, Zhang S-C. Exact SO (5) symmetry in the spin-3/2 fermionic system[J]. Physical Review Letters, 2003, 91 (18): 186402.
- [16] Sebby-Strabley J, Anderlini M, Jessen P S, et al. Lattice of double wells for manipulating pairs of cold atoms[J]. Physical Review A, 2006, 73 (3): 033605.
- [17] Sun K, Liu W V, Hemmerich A, et al. Topological semimetal in a fermionic optical lattice[J]. Nature Physics, 2012, 8 (1): 67-70.
- [18] Jaksch D, Bruder C, Cirac J I, et al. Cold bosonic atoms in optical lattices[J]. Physical Review Letters, 1998, 81 (15): 3108.
- [19] Bloch I, Dalibard J, Zwerger W. Many-body physics with ultracold gases[J]. Reviews of Modern Physics, 2008, 80 (3): 885-964.
- [20] Capogrosso-Sansone B, Söyler Ş G, Prokof'ev N, et al. Monte Carlo study of the two-dimensional Bose-Hubbard model[J]. Physical Review A, 2008, 77 (1): 015602.
- [21] Wen K, Meng Z, Wang P, et al. Observation of sub-wavelength phase structure of matter wave with two-dimensional optical lattice by Kapitza-Dirac diffraction[J]. Scientific Reports, 2020, 10 (1): 1-8.
- [22] Xiong D, Wang P, Chen H, et al. Evaporative cooling rubidium atoms with microwave radiation[J]. Chinese Optics Letters, 2010, 8 (4): 351-353.
- [23] 陈海霞. 87Rb-40K 玻色费米 混和气体量子简并的实现[D]. 山西大学, 2009.
- [24] 陈良超, 孟增明, 王鹏军. 87Rb 玻色-爱因斯坦凝聚体的快速实验制备[J]. 物理学报, 2017, 66 (8): 083701-083701.
- [25] 柴世杰, 王鹏军, 付正坤, et al. 玻色-费米气体量子简并光学偶极阱的设计[J]. 量子光学学报, 2012, 18 (2): 171.
- [26] 王鹏军, 熊德智, 陈海霞, et al. 原子吸收成像的二维光学密度分布获得量子简并费米气体参数[J]. 光学学报, 2010, 30 (3): 893.

[27] Spielman I B, Phillips W D, Porto J V. Mott-insulator transition in a two-dimensional atomic Bose gas[J]. Physical Review Letters, 2007, 98 (8): 080404.

## 第五章 物质波的亚波长相结构

本章主要介绍了通过二维光晶格调制 BEC，产生亚波长相结构并在动量空间观测到这一现象。实验上，通过 Kapitza-Dirac (或者 Raman-nath)短脉冲散射，对 BEC 物质波的相位调制。当晶格单元中的相位调制大于  $2\pi$  时，相位的周期性将形成亚波长相位结构。通过将相位信息转化为振幅信息，我们可以通过飞行时间吸收图像，由 BEC 的动量分布来测量亚波长结构。除此之外，我们进一步在两种二维光晶格中论证了量子涨落在亚波长相结构形成中的重要性。该方案为探索晶格细胞的精细结构和物质波中的拓扑缺陷提供了有力的工具。

### 5.1 背景介绍

由于衍射的存在，传统光学系统的分辨率常常受到光波长的限制<sup>[1,2]</sup>。一对波长为  $\lambda$  的光相向传播，在空间会产生周期为  $\lambda/2$  的驻波，如果两个光之间的夹角是  $\theta$ ，则周期变为

$$d = \frac{\lambda}{2\sin\theta} \quad (5.1)$$

为了实现超越半波长的空间分辨率<sup>[3]</sup>，过去几十年相继发展出新的方案，比如非线性光学<sup>[4-6]</sup>、量子纠缠光刻技术<sup>[7-10]</sup>、量子暗态<sup>[11-13]</sup>、拉比振荡(Rabi oscillation)<sup>[14,15]</sup>、相干原子光刻技术<sup>[16,17]</sup>。

利用短脉冲 Kapitza-Dirac (or Raman-Nath) 散射，光晶格可以产生空间物质波的相位调制<sup>[18-22]</sup>。如图 5.1 (a)，在一个晶胞内，连续相位调制  $6\pi$ ，相当于相位  $2\pi$  有多次跳跃，即曲线变为图 5.1 (b) 中的锯齿波形。这里，相位的周期是自然形成，相位曲线构成亚波长相位结构。

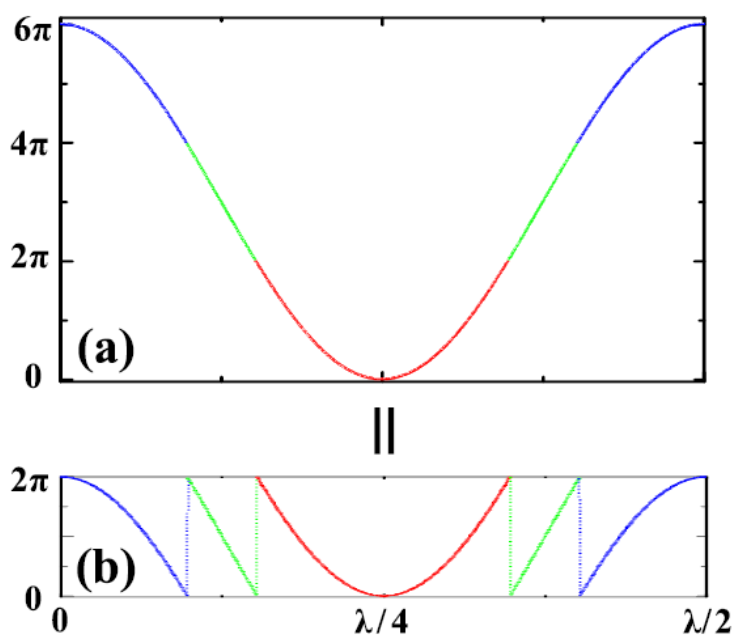


图 5.1 光晶格中的亚波长相位结构。(a) 幅度远远大于  $2\pi$  时连续的相位曲线；(b) 亚波长相位结构以  $2\pi$  的相位跳跃。

实验上主要有两种方法产生物质波散射<sup>[23]</sup>，一种是布拉格散射，在驻波光场作用下，原子在两共振耦合动量态之间相干跃迁<sup>[24-26]</sup>；另外一种是需要相互作用足够强和短的 Kaptiza-Dirac（或 Raman-Nath）散射<sup>[18]</sup>，可以将物质波散射到动量分布上。最初 Kaptiza 和 Dirac 分别用其预测电子<sup>[27]</sup>，后来又发现了原子束<sup>[18]</sup>，直到最后应用到超冷原子上<sup>[28]</sup>。在 BEC 实现后，人们便于直接在自由飞行图像中观测物质波散射并相关动力学<sup>[19-22]</sup>，而且物质波散射在超冷原子中也发展了许多应用，比如光晶格阱深测量<sup>[19,21]</sup>、光学晶格结构探测<sup>[29]</sup>、高分辨率成像<sup>[30]</sup>和计量精度的提高<sup>[31,32]</sup>。

## 5.2 二维光晶格

如图为产生二维光晶格的实验装置图，激光通过往返产生二维光晶格，控制晶格

激光的偏振可以产生两种不同的二维光晶格<sup>[33]</sup>。该方案已被用于实验设计和实现了适用于隔离和操纵单个原子对阵列的二维双阱光晶格，并预测高轨道拓扑半金属<sup>[34]</sup>。实验中，方案一中的激光偏振在观测 x、y 平面内，称为面内晶格；方案二的激光沿观察方向，成为面外晶格。

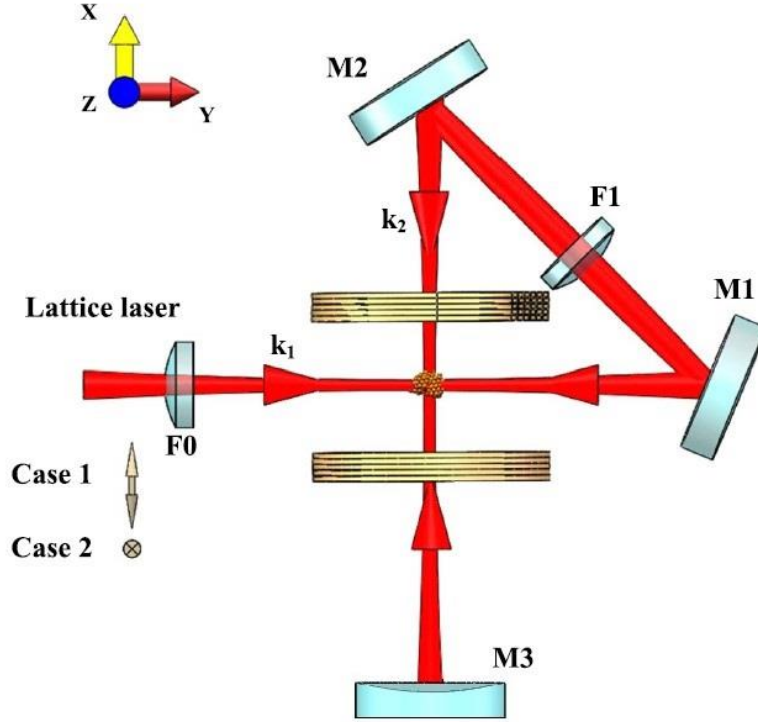


图 5.2 二维光晶格装置图。Case 1 和 Case2 分别对应面内晶格和面外晶格。

图中，F0 的焦距  $f_0=300\text{mm}$ ，M1、M2 为平面  $45^\circ$  高反镜，F1 焦距  $f_1=250\text{mm}$ ，M3 为平凹  $0^\circ$  反射镜，激光往返在原子处的光斑直径为  $200\mu\text{m}$ 。方案一的光晶格势可以由下式表示

$$U_1(x, y) = V[\cos^2(k_r x) + \cos^2(k_r y)] \quad (5.2)$$

其中  $k_r = 2\pi/\lambda$ ， $\lambda$  是光晶格激光的波长。由公式可以看出，x、y 方向上的光晶格是两个互相独立的结构，组成如图(a)四方形状的二维光阱。方案二的光晶格势阱

$$U_2(x, y) = V[\cos(k_r x) + \cos(k_r y)]^2 \quad (5.3)$$

其中  $2 \cos(kx)\cos(ky)$  是干涉项，晶格沿着  $x+y$  和  $x-y$  的方向以  $\lambda/\sqrt{2}$  为周期排列。当激光是红失谐的时候 ( $V < 0$ )，如图 (c) 所示，光晶格势阱就像平面上一个个小洞。

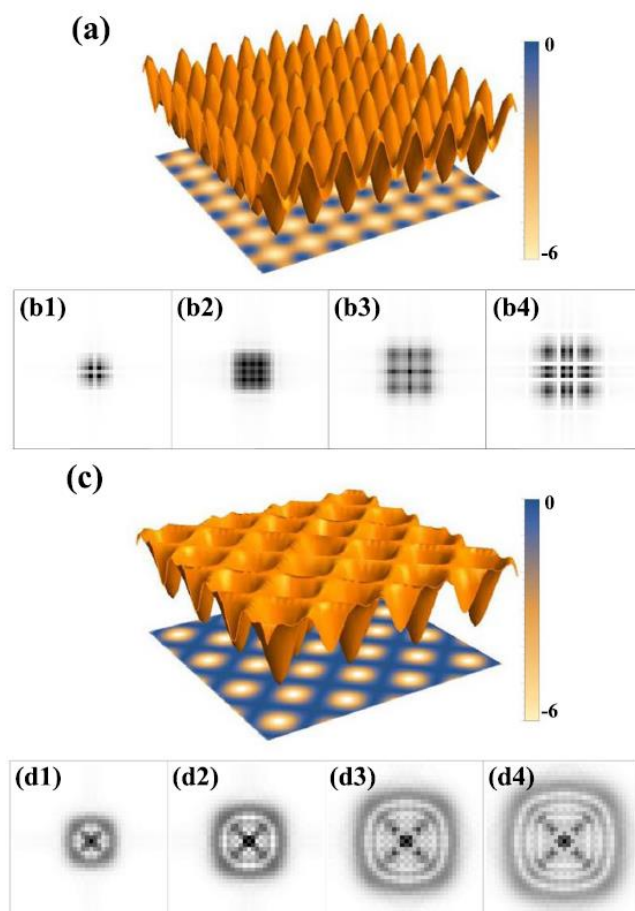


图 5.3 两种二维光晶格结构即动量空间的分布。(a) 和 (c) 分别对应面内和面外晶格，(b1-b4) 分别对应的幅度为  $V\tau/\hbar=4, 6, 8, 10$ 。(d1-d4) 分别对应 4, 6, 8, 10。

### 5.3 亚波长相结构的观测与分析

当脉冲时间  $\tau \ll h / 4E_{\text{rec}}$ ,  $E_{\text{rec}}$  是光子对原子的反冲动量。此时不考虑原子的动量，则散射处于 Raman-Nath 领域，光晶格对物质波的作用相当于一个相位光栅<sup>[20]</sup>，这个过程中，BEC 的演化可以由一下经典公式描述

$$\Psi = \psi_0 e^{i\frac{V\tau}{\hbar}\cos^2(ky)} e^{i\frac{V\tau}{\hbar}\cos^2(kx)}$$

$$\begin{aligned}
&= \psi_0 e^{i\frac{V_\tau}{\hbar}\cos^2(ky)} e^{i\frac{V_\tau}{2\hbar}} e^{i\frac{V_\tau}{2\hbar}\cos(2kx)} \\
&= \psi_0 e^{i\frac{V_\tau}{\hbar}\cos^2(ky)} e^{i\frac{V_\tau}{2\hbar}} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (i)^n J_n\left(\frac{V_\tau}{2\hbar}\right) e^{2nkx}
\end{aligned} \tag{5.4}$$

$J_n$ 是贝塞尔函数,  $x, y$  分别是面内晶格的两个方向。光晶格脉冲作用到原子后, 会散射到各个高阶 $2n\hbar k$ ,  $n$ 是阶次, 则原子动能表示如下

$$P_n = J_n\left(\frac{V_\tau}{2\hbar}\right) \tag{5.5}$$

当脉冲时间 $\tau = 2 \times 2.4048\hbar/V$ ,  $J_0(2.4048) = 0$ , 此时位于 0 动量位置的原子将被散射到其它高阶位置 $2n\hbar k$ 。我们主要考虑 $|V|\tau\hbar > 2\pi$ , 当相位大于 $2\pi$ 时, 晶格脉冲后的原子波函数应表现出这种周期性, 因为贝塞尔函数本身具有周期性。

但是 BEC 的亚波长结构不能直接原位空间观测, 只能将相位信息转化为幅度。当 BEC 自由飞行的时候, 这些相位信息就转化为原子的动量特征, 即公式中的分离的高阶动量。将真实空间的波函数作傅里叶变换

$$\Psi(P_x, P_y) = F[\Psi(x, y)] \tag{5.6}$$

通过 TOF 吸收成像, 散射分布强度 $I_{(P_x, P_y)} = |\Psi(P_x, P_y)|^2$ 在动量空间可以被直接观测。图 5.3 (b1–b4) 和 (d1–d4) 是由公式 2 和 3 经过傅里叶变换的 $I_{(P_x, P_y)}$ 强度分布图。值得注意的是, 这些离散的成分在更大的动量尺度下组织成不同的模式, 这与在更小的长度尺度下(在单个细胞内)的亚波长相位结构有关。由于面内晶格沿  $x$  和  $y$  方向产生亚波长相结构, 傅里叶变换后的光强分布沿  $x$ 、 $y$  方向呈现较大的线结构。而平面外晶格则产生环状亚波长相结构, 傅里叶变换后的光强分布呈现出较大的环形结构。

对于实验选用波长为  $\lambda=800\text{nm}$  的红失谐激光, Raman-Nath 散射区域  $\hbar/4E_r = 70\mu\text{s}$ 。我们用  $4\mu\text{s}$ 脉冲作用 BEC, 然后突然关闭偶极光阱和光晶格激光, 让原子自由飞行  $7\text{ms}$  后吸收成像。图 5.4 (a1–a4) 和图 4 (c1–c4) 分别表示的是面内和面外晶格

的原子密度分布。图(b1–b4,d1–d4)表示的是 BEC 全量子演化的理论，这些理论数据与实验结果一致。同时，公式 3 的经典处理方法也能完全对应这一结果。

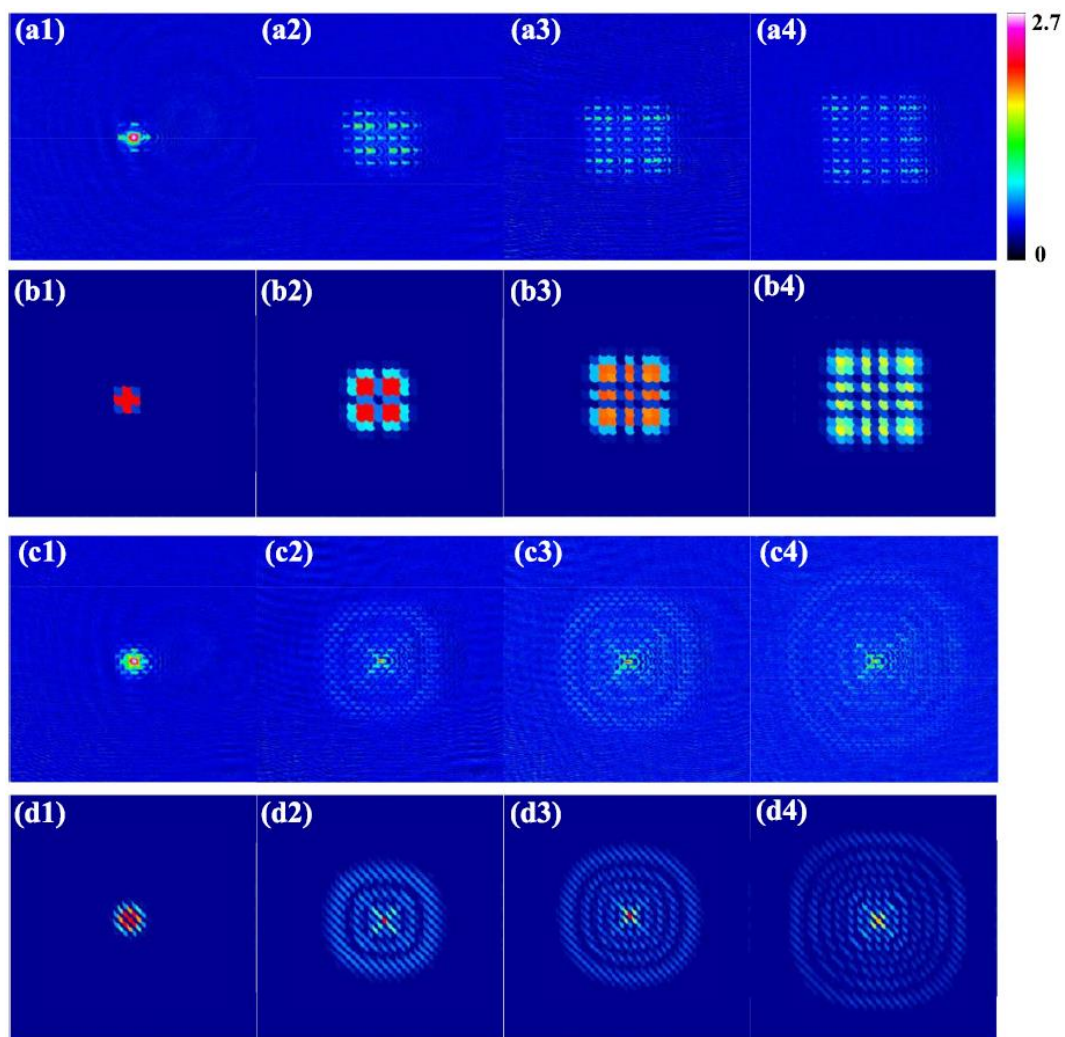


图 5.4 经过二维红失谐光晶格作用后飞行 7ms 原子密度分布图。面内晶格 (a1-a4) 的势阱分别为 10, 59, 88, 123Er, 与理论计算结果 (b1-b4) 相一致。面外晶格 (c1-c4) 对应的势阱为 10, 59, 88, 123Er, 与理论计算结果 (d1-d2) 一致。

正如预期的那样，飞行时间吸收图像的原子密度分布表现出离散的动量分量的分布。然而，离散动量分量的分布是不均匀的，这取决于晶格单元的亚波长相结构。在较大的动量尺度下，面内晶格的离散动量分量分布为沿  $x$ 、 $y$  方向的线结构，面外晶格的离散动量分量分布为环形结构。随着晶格激光功率的增加，出现的线或环越来越多，如图 4 所示。这可以用相位图来很好地解释，随着单个细胞内势阱  $|V|$  的增加，



越来越多的  $2\pi$  相位出现，亚波长相位结构也更加精细。在这种情况下，光强分布在大动量尺度下的线纹或环纹直接反映了特定晶格势的亚波长相结构。

为了进一步研究量子涨落效应对相位形成的影响，也进行了面外晶格蓝失谐的实验，即  $V > 0$ ，飞行吸收成像的动量分布如图 5.5 所示。对比图 5.4，与红失谐不同的是，当阱深增大时，圆环会逐渐消失，如图 5(a1-a4) 所示。这一现象违背了经典处理方法，公式 5.3 的预测，我们将其归因于在这种晶格势下增强的量子涨落效应。也就是说，这种晶格的底部是相当光滑的，由动能项而产生的波包量子运动不能被忽略，从而脱离了 Kapitza-Dirac 散射区域，使经典相位散射物质波失效。

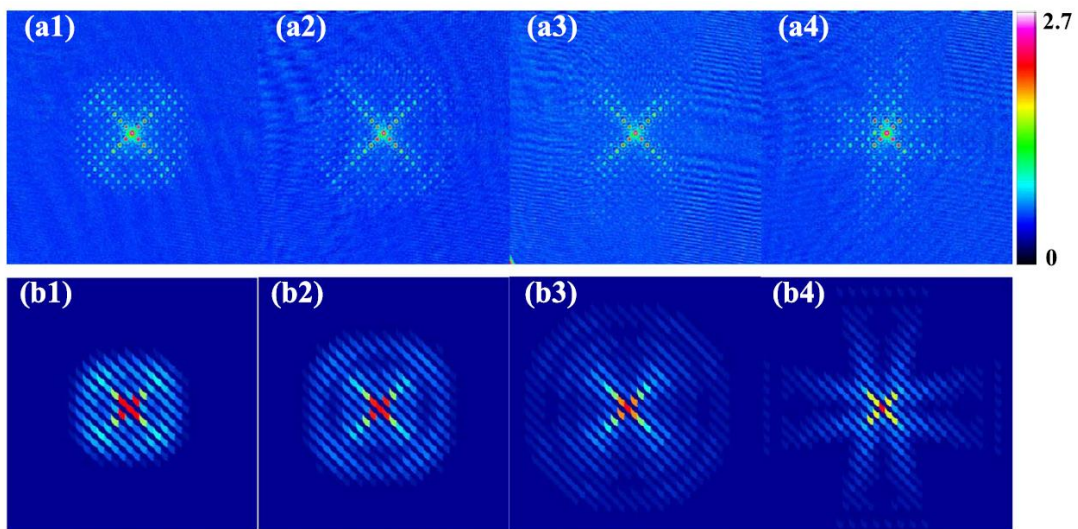


图 5.5 经过二维蓝失谐面外光晶格作用后飞行 7ms 原子密度分布图。激光波长为 793.4nm，(a1-a4) 的势阱分别为 34, 53, 82, 120Er，与理论计算结果 (b1-b4) 相一致。面外晶格 (c1-c4) 对应的势阱为 10, 59, 88, 123Er，与理论计算结果 (d1-d2) 一致。

对比图 5.3 (a) 和图 5.3 (c)，在这种两种情况下，势阱底部是陡峭的，对于低能态的原子更好地被束缚，物质波的量子运动也被很好地抑制了，从这里看经典的处理方法在定性上是正确的。

## 5.4 结论

我们通过短脉冲 Kippta-Dirac 散射，实现在二维光学晶格中 BEC 的亚波长相结构，将晶格势以相位调制形式印刻在物质波上，得到了经典的图像。通过测量大动量尺度下呈线状或环状的 BEC 在动量空间中的强度分布，实验上观察到了两种光晶格的亚波长相结构。我们的方案可用于探测光学晶格的更微妙的特性，如晶胞内的精细结构及其光通量<sup>[35-37]</sup>。亚波长相位结构也可以用于物质波中拓扑缺陷相的连接<sup>[38-40]</sup>，比如相位阶跃或涡旋，这些都可以在动量空间中观测到。

此外，这项工作超越了经典的范畴，并证明了量子涨落在不同晶格构型的亚波长结构中的破坏作用。由动能项产生的量子涨落对蓝失谐光晶格产生的非定域低能态起着至关重要的作用。当原子大多处于低能态，而高能量态较少，传统的处理方法将会失效，无法实现大相位调制。

## 参考文献

- [1] Raleigh L. Investigations in optics with special reference to the spectroscopy[J]. *Philos. Mag.*, 1879, 8: 261.
- [2] Born M, Wolf E. Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light[M]. Elsevier, 2013.
- [3] Brueck S, Zaidi S, Chen X, et al. Interferometric lithography—from periodic arrays to arbitrary patterns[J]. *Microelectronic Engineering*, 1998, 41: 145-148.
- [4] Bentley S J, Boyd R W. Nonlinear optical lithography with ultra-high sub-Rayleigh resolution[J]. *Optics Express*, 2004, 12 (23): 5735-5740.
- [5] Pe'er A, Dayan B, Vucelja M, et al. Quantum lithography by coherent control of classical light pulses[J]. *Optics Express*, 2004, 12 (26): 6600-6605.
- [6] Hemmer P R, Muthukrishnan A, Scully M O, et al. Quantum lithography with classical light[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96 (16): 163603.
- [7] Boto A N, Kok P, Abrams D S, et al. Quantum interferometric optical lithography: exploiting entanglement to beat the diffraction limit[J]. *Physical Review Letters*, 2000, 85 (13): 2733.
- [8] Kok P, Boto A N, Abrams D S, et al. Quantum-interferometric optical lithography: Towards arbitrary two-dimensional patterns[J]. *Physical Review A*, 2001, 63 (6): 063407.
- [9] Agarwal G S, Boyd R W, Nagasako E M, et al. Comment on “quantum interferometric optical lithography: Exploiting entanglement to beat the diffraction limit”[J]. *Physical Review Letters*, 2001, 86 (7): 1389.
- [10] D'angelo M, Chekhova M V, Shih Y. Two-photon diffraction and quantum lithography[J]. *Physical Review Letters*, 2001, 87 (1): 013602.
- [11] Agarwal G S, Kapale K T. Subwavelength atom localization via coherent population trapping[J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2006, 39 (17): 3437.
- [12] Kiffner M, Evers J, Zubairy M. Resonant interferometric lithography beyond the diffraction limit[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100 (7): 073602.

- [13] Li H, Sautenkov V A, Kash M M, et al. Optical imaging beyond the diffraction limit via dark states[J]. *Physical Review A*, 2008, 78 (1): 013803.
- [14] Liao Z, Al-Amri M, Zubairy M S. Quantum lithography beyond the diffraction limit via Rabi oscillations[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105 (18): 183601.
- [15] Rui J, Jiang Y, Lu G-P, et al. Demonstration of interferometric atom-pattern engineering via Rabi oscillations[J]. *Physical Review A*, 2016, 93 (3): 033837.
- [16] Liao Z, Al-Amri M, Becker T, et al. Atom lithography with subwavelength resolution via Rabi oscillations[J]. *Physical Review A*, 2013, 87 (2): 023405.
- [17] Fouda M, Fang R, Ketterson J, et al. Generation of arbitrary lithographic patterns using Bose-Einstein-condensate interferometry[J]. *Physical Review A*, 2016, 94 (6): 063644.
- [18] Gould P L, Ruff G A, Pritchard D E. Diffraction of atoms by light: The near-resonant Kapitza-Dirac effect[J]. *Physical Review Letters*, 1986, 56 (8): 827.
- [19] Ovchinnikov Y B, Müller J, Doery M, et al. Diffraction of a released Bose-Einstein condensate by a pulsed standing light wave[J]. *Physical Review Letters*, 1999, 83 (2): 284.
- [20] Oberthaler M, Godun R, D'arcy M, et al. Observation of quantum accelerator modes[J]. *Physical Review Letters*, 1999, 83 (22): 4447.
- [21] Denschlag J H, Simsarian J, Häffner H, et al. A Bose-Einstein condensate in an optical lattice[J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2002, 35 (14): 3095.
- [22] Gadway B, Pertot D, Reimann R, et al. Analysis of Kapitza-Dirac diffraction patterns beyond the Raman-Nath regime[J]. *Optics Express*, 2009, 17 (21): 19173-19180.
- [23] Gupta S, Leanhardt A E, Cronin A D, et al. Coherent manipulation of atoms with standing light waves[J]. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences-Series IV-Physics*, 2001, 2 (3): 479-495.
- [24] Martin P J, Oldaker B G, Miklich A H, et al. Bragg scattering of atoms from a standing light wave[J]. *Physical Review Letters*, 1988, 60 (6): 515.
- [25] Kozuma M, Deng L, Hagley E W, et al. Coherent splitting of Bose-Einstein condensed atoms with optically induced Bragg diffraction[J]. *Physical Review Letters*, 1999, 82 (5): 871.
- [26] Stamper-Kurn D, Chikkatur A, Görlitz A, et al. Excitation of phonons in a Bose-Einstein condensate by light scattering[J]. *Physical Review Letters*, 1999, 83 (15): 2876.

- [27] Kapitza P, Dirac P. The reflection of electrons from standing light waves[C].Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society,1933: 297-300.
- [28] Cahn S, Kumarakrishnan A, Shim U, et al.Time-domain de Broglie wave interferometry[J].Physical Review Letters,1997, 79 (5): 784.
- [29] Viebahn K, Sbroscia M, Carter E, et al.Matter-wave diffraction from a quasicrystalline optical lattice[J].Physical Review Letters,2019, 122 (11): 110404.
- [30] Stenger J, Inouye S, Chikkatur A P, et al.Bragg spectroscopy of a Bose-Einstein condensate[J].Physical Review Letters,1999, 82 (23): 4569.
- [31] Gupta S, Dieckmann K, Hadzibabic Z, et al.Contrast interferometry using Bose-Einstein condensates to measure  $h/m$  and  $\alpha$ [J].Physical Review Letters,2002, 89 (14): 140401.
- [32] Campbell G K, Leanhardt A E, Mun J, et al.Photon recoil momentum in dispersive media[J].Physical Review Letters,2005, 94 (17): 170403.
- [33] Sebby-Strabley J, Anderlini M, Jessen P S, et al.Lattice of double wells for manipulating pairs of cold atoms[J].Physical Review A,2006, 73 (3): 033605.
- [34] Sun K, Liu W V, Hemmerich A, et al.Topological semimetal in a fermionic optical lattice[J].Nature Physics,2012, 8 (1): 67-70.
- [35] Cooper N R.Optical flux lattices for ultracold atomic gases[J].Physical Review Letters,2011, 106 (17): 175301.
- [36] Wang D-W, Cai H, Yuan L, et al.Topological phase transitions in superradiance lattices[J].Optica,2015, 2 (8): 712-715.
- [37] 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.
- [38] Fläschner N, Rem B, Tarnowski M, et al.Experimental reconstruction of the Berry curvature in a Floquet Bloch band[J].Science,2016, 352 (6289): 1091-1094.
- [39] Tarnowski M, Nuske M, Fläschner N, et al.Observation of topological Bloch-state defects and their merging transition[J].Physical Review Letters,2017, 118 (24): 240403.
- [40] Fläschner N, Vogel D, Tarnowski M, et al.Observation of dynamical vortices after

quenches in a system with topology[J].Nature Physics,2018, 14 (3): 265-268.

## 第六章 自旋依赖光晶格

本章主要介绍了通过控制一维自旋态依赖光晶格的偏振分别研究了标量和矢量位移。利用 Kapitza-Dirac 散射 BEC，可以测得光晶格势，扫描光晶格波长可以直接观测到势阱的变化规律。一个有趣的现象是，是在某些特定的波长下，某些偏振结构光晶格的 ac Stark 能量位移消失，此时在自由飞行吸收图像中观察不到周期调制的强度分布，这个时候的波长成为幻零波长 (tune-out wavelength)。在理论分析上，简化了模型结构，分别利用平行的线偏振，互相垂直的线偏振光，平行的圆偏振和互相垂直的圆偏振光构建一维光晶格，分别研究标量位移，矢量位移和标量矢量合位移的光晶格势。该方案可以为设计光晶格和选取合适晶格波长提供宝贵的理论基础和实验经验。

### 6.1 背景介绍

1992 年，当时 BEC 还没在实验环境中制备出来，法国巴黎高师学院 ENS 的 Cohen-Tannoudji 小组和美国 NIST 的 Phillips, William D 小组分别利用预冷却的原子，在实验上首次实现一维光学晶格<sup>[1,2]</sup>。图 6.1(a) 中是 Dalibard 小组测量的 molasses 吸收谱，分别对应三种偏振的光晶格结构，图 6.2(b)可以明显看到边带谱，对应原子布居在不同光晶格振动态上。

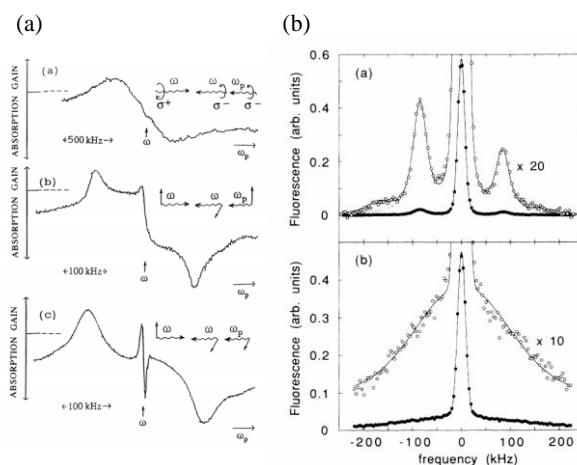


图 6.1 图来自<sup>[1,2]</sup>。左图 (a) 是 ENS 小组测得 molasses 吸收谱，(b) 和 (c) 是不同偏振探测光探测的吸收谱；右图 (a) 和 (b) 是 NIST 小组测到的两种振动能级的吸收谱，明显看到 (a) 有多个振动能级。

近年来,以光晶格和超冷原子为实验平台,越来越多的实验小组开始用其研究多体物理<sup>[3-6]</sup>。在过去的 10 年中,特别是在某些领域发展迅猛,比如量子模拟、量子计算、量子存储和量子精密测量领域<sup>[7-11]</sup>。当中性原子处在周期性驻波场中,束缚势将会随着原子内态,光晶格激光偏振、激光波长,和激光与磁场夹角的改变而呈现有规律的变化,此时的称为自旋依赖光晶格<sup>[12,13]</sup>。在此基础上又发展了许多新的实验,比如复杂结构的六角晶格<sup>[14]</sup>,自旋依赖超晶格<sup>[15,16]</sup>,除此之外,还研究了许多有趣的物理现象,比如受约束的相干运输<sup>[12,17]</sup>、旋量 BEC<sup>[18]</sup>、自旋轨道耦合和人造场<sup>[16,19]</sup>,自发辐射物质波<sup>[20]</sup>和旋转光晶格等<sup>[21]</sup>。

Tune-out 波长最初在 species-specific 光晶格中介绍<sup>[22]</sup>,它描述了体系的 ac Stark 能量位移消失,此时的原子不受外电场的影响,光与原子的偶极作用为零。Tune-out 波长与光强无关<sup>[23-25]</sup>,可以用很多方法测得<sup>[26-32]</sup>,通常大多数文献给的 tune-out 波长只考虑标量位移等于零的情况,忽略了矢量和张量<sup>[26-28,31]</sup>,而我们给出了更全面的 tune-out 波长。

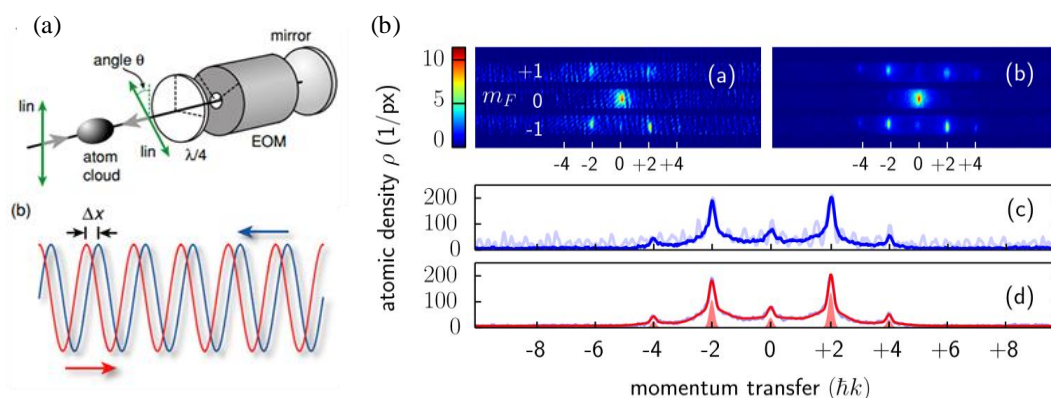


图 6.2 图来自<sup>[15,33]</sup>。(a) Bloch 小组将 $|F = 1, m_F = -1\rangle$ 的 BEC 装载到一维光晶格。处于该态的原子有 3/4 几率自旋向上,1/4 几率自旋向下。通过调节偏振夹角,不同自旋分量的原子由于受到不同外势而分离。(b) 用原子干涉的方法测得  $^{87}\text{Rb}$  tune-out 波长。

## 6.2 ac Stark shift

Stark 效应是描述原子在外电场作用下,能级发生移动现象。如果外电场是均匀电场,则此时能量的位移是 dc Stark shift。如果在振荡电场的作用下,原子的能级和相应的本征函数受到扰动,被称为 ac Stark 效应,也称作光频移。光频移是限制原子钟和量子磁力计精度的主要因素,因此对光频移有系统的研究不仅是基础科学的内



容之一，还深刻影响社会的发展<sup>[34]</sup>。

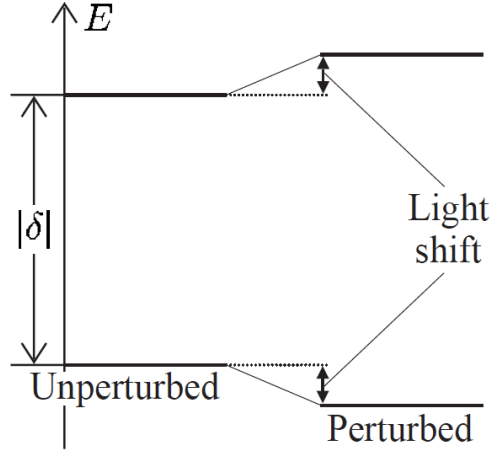


图4 图来自<sup>[35]</sup>。光频移导致能级移动。

### 6.2.1 极化率

极化率  $\alpha(\omega)$  是描述电场诱导产生偶极矩的能力，与电场的频率有关<sup>[36]</sup>，

$$d^{(+)} = \alpha(\omega)E^{(+)} \quad (6.1)$$

极化率分为标量极化率  $\alpha^{(0)}(\omega)$ ，矢量极化率  $\alpha^{(1)}(\omega)$  和张量极化率  $\alpha^{(2)}(\omega)$ 。激光失谐远远大于精细分裂时，由二阶微扰法可以得到极化率和 ac Stark shift 的表达式<sup>[37-39]</sup>

$$\begin{aligned} \alpha(\omega) = & \alpha^{(0)}(\omega) + |E^* \times E| \cos\phi \frac{m_F}{2F} \alpha^{(1)}(\omega) \\ & + \left( \frac{3\cos^2\theta - 1}{2} \right) \frac{3m_F^2 - F(F+1)}{F(2F-1)} \alpha^{(2)}(\omega) \end{aligned} \quad (6.2)$$

其中  $\phi$  是光波矢与磁场夹角， $\theta$  表示光场线偏振分量与磁场夹角， $E$  表示电场矢量。

$$\alpha^{(0)}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{3(2F+1)}} \alpha_s^{(K=0)} \quad (6.3)$$

$$\alpha^{(1)}(\omega) = \sqrt{\frac{2F}{\sqrt{(2F+1)(F+1)}}} \alpha_v^{(K=1)} \quad (6.4)$$

$$\alpha^{(2)}(\omega) = \sqrt{\frac{2F(2F-1)}{\sqrt{3(2F+1)(F+1)(2F+3)}}} \alpha_t^{(K=2)} \quad (6.5)$$

$\alpha_{s,v,t}^{(K=0,1,2)}$  分别表示约化标量，矢量和张量，由下式表示。

$$\alpha_F^{(K)} = \sqrt{2K+1} \sum_{F'} (-1)^{F+F'} \left\{ \begin{matrix} 1 & k & 1 \\ F & F' & F \end{matrix} \right\} |\langle F' || d || F \rangle|^2 \quad (6.6)$$

$$\times \left(-\frac{1}{\hbar}\right) \left( \frac{1}{\omega_{F'F} - \omega - i\frac{\gamma_{F'}}{2}} + \frac{(-1)^K}{\omega_{F'F} + \omega - i\frac{\gamma_{F'}}{2}} \right)$$

以得到最终 ac Stark shift

$$\delta E = - \left( \frac{|E|}{2} \right)^2 \alpha(\omega) \quad (6.7)$$

当  $J = \frac{1}{2}$ ,  $K = 2$  时, 张量极化率为零, 此时碱金属原子基态的张量消失。当偏振为线偏振光, 假设振动分量在  $z$  轴, 即  $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$ , 此时  $|E^* \times E| = 0$ , 原子矢量极化率消失。

由 6.2 式明显得到, 标量能量位移与 Zeeman sublevel 无关, 此时对于所有的自旋态光频移具有相同的分量。而矢量因为和  $m_F$  有关, 会出现不同的能量位移, 当在同一超精细结构下, 不同磁子能级矢量能量位移与塞曼能级分裂相似。这时矢量可以看作是虚拟磁场<sup>[40-43]</sup>, 在外部磁场下, 原子的塞曼分裂为

$$\Delta E = g_J \mu_B \hat{B} M_J \quad (6.8)$$

令矢量部分位移等于塞曼能级分裂

$$\frac{1}{4} \frac{|E_0^{(-)} \times E_0^{(+)}|}{2F} \cos\phi M_F \alpha^{(2)} = g_J \mu_B \hat{B} M_J \quad (6.9)$$

可得等效虚拟磁场

$$\hat{B} = \frac{\alpha^{(2)} \cos\phi}{8g_J \mu_B J} |E_0^{(-)} \times E_0^{(+)}| \quad (6.10)$$

当磁场方向沿光场方向或者反向, 利用等效磁场, 可以方便计算拉曼耦合的光频移。

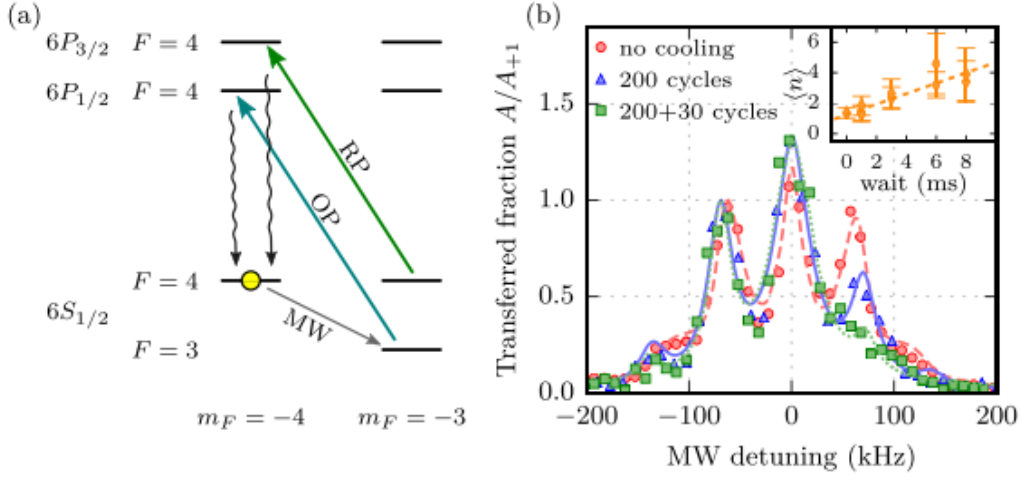


图 6.3 图来自<sup>[40]</sup>。(a) 用微波耦合 $|F = 4, m_F = -4\rangle$ 和 $|F = 3, m_F = -3\rangle$ 两个态；(b) 共振转态频率为圆点曲线，通过加 cooling 光导致微波共振频率偏移 20k。

### 6.2.2 偶极势

交变光场作用下的总 ac Stark shift 有如下形式<sup>[36]</sup>

$$\begin{aligned} \Delta U(F, m_F; \omega) = & -\alpha^{(0)}(F; \omega) |E_0^{(-)}| \cdot |E_0^{(+)}| \\ & - \alpha^{(1)}(F; \omega) \left( i E_0^{(-)} \times E_0^{(+)} \right)_z \frac{m_F}{F} \\ & - \alpha^{(2)}(F; \omega) \frac{(3|E_{0z}^{(+)}|^2 - |E_0^{(+)}|^2)}{2} \left( \frac{3m_F^2 - F(F+1)}{F(2F-1)} \right) \end{aligned} \quad (6.11)$$

其中， $\alpha^{(0)}$ ， $\alpha^{(1)}$ 和 $\alpha^{(2)}$ 分别对应标量极化率，矢量极化率和张量极化率。对远失谐激光，极化率可以分别写成如下形式

$$\alpha^{(0)}(F; \omega) \approx \sum_{J'} \frac{2\omega_{J'J} |\langle J || d || J' \rangle|^2}{3\hbar(\omega_{J'J}^2 - \omega^2)} \quad (6.12)$$

$$\begin{aligned} \alpha^{(1)}(F; \omega) \approx & \sum_{J'} (-1)^{-2J-J'-F-I+1} \sqrt{\frac{6F(2F+1)}{F+1}} (2J \\ & + 1) \frac{\omega_{J'J} |\langle J || d || J' \rangle|^2}{\hbar(\omega_{J'J} - \omega^2)} \left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & 1 \\ J & J & J' \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} J & J & 2 \\ F & F & I \end{matrix} \right\} \end{aligned} \quad (6.13)$$

$$\alpha^{(2)}(F; \omega) \approx \sum_{J'} (-1)^{-2J-J'-F-I} \sqrt{\frac{40F(2F+1)(2F-1)}{3(F+1)(2F+3)}} (2J + 1) \frac{\omega_{J'J} |\langle J || d || J' \rangle|^2}{\hbar(\omega_{J'J} - \omega^2)} \left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & 1 \\ J & J & J' \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} J & J & 2 \\ F & F & I \end{matrix} \right\} \quad (6.14)$$

其中,  $J, J'$  分别对应精细结构的基态和激发态总角动量,  $I$  核自旋量子数, 对于激光失谐远远大于精细分裂, 有  $\omega_{F'F} \approx \omega_{J'J}$ 。实验中  $^{87}\text{Rb}$  原子,  $J = \frac{1}{2}$ ,  $J' = \frac{1}{2}$ ,  $I = \frac{3}{2}$ 。那么矢量可以表示为如下

$$\alpha^{(0)}(F, F; \omega) \approx \sum_{J'} \frac{2\omega_{J'J} |\langle J = 1/2 || d || J' \rangle|^2}{3\hbar(\omega_{J'J} - \omega^2)} \approx \sum_{J'} \frac{|\langle J = 1/2 || d || J' \rangle|^2}{3\hbar(\omega_{J'J} - \omega)} \quad (6.15)$$

$$\alpha^{(1)}(F, F'; \omega) \approx \sum_{J'} (-1)^{J'+3/2} \sqrt{\frac{6}{J(J+1)(2J+1)}} F g_F \alpha^{(0)}(F; \omega) \quad (6.16)$$

$$\alpha^{(2)}(F, F'; \omega) \approx 0 \quad (6.17)$$

自发辐射速率  $\Gamma$

$$\Gamma = \frac{\omega_0^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} \frac{2J+1}{2J'+1} |\langle J || d || J' \rangle| \quad (6.18)$$

又由  $iE_0^{(-)} \times E_0^{(+)} = 3|E_{0,-1}^{(+)}|^2 + |E_{0,1}^{(+)}|^2$ ,  $I = 2\epsilon_0 c |E|^2$ , 其中  $E_{0,-1}^{(+)}$  和  $E_{0,1}^{(+)}$  分别代表  $\sigma_+$  和  $\sigma_-$ 。

最终可以得到远失谐情况下的 ac Stark shift

$$U_{\text{dip}}(\omega, g_F, m_F) = \frac{\pi c^2 \Gamma_{D_2}}{2\omega_0^3} \left( \frac{2 + \cos\phi\xi g_F m_F}{\delta_{D_2}} + \frac{1 - \cos\phi\xi g_F m_F}{\delta_{D_1}} \right) I(\mathbf{r}) \quad (6.19)$$

其中  $\cos\phi\xi$  表示的是以圆偏振光为基矢的极化程度,  $\xi$  表示光的偏振。

$$\alpha^0(\omega) = \frac{\pi c^2 \Gamma_{D_2}}{2\omega_0^3} \left( \frac{1}{\delta_{D_1}} + \frac{2}{\delta_{D_2}} \right) \quad (6.20)$$

$$\alpha^1(\omega) = \frac{\pi c^2 \Gamma_{D_2}}{2\omega_0^3} \left( \frac{1}{\delta_{D_1}} - \frac{1}{\delta_{D_2}} \right) g_F m_F \quad (6.21)$$

这里画出  $|F = 2, m_F = 2\rangle$  的标量、矢量能量位移随波长的变化图

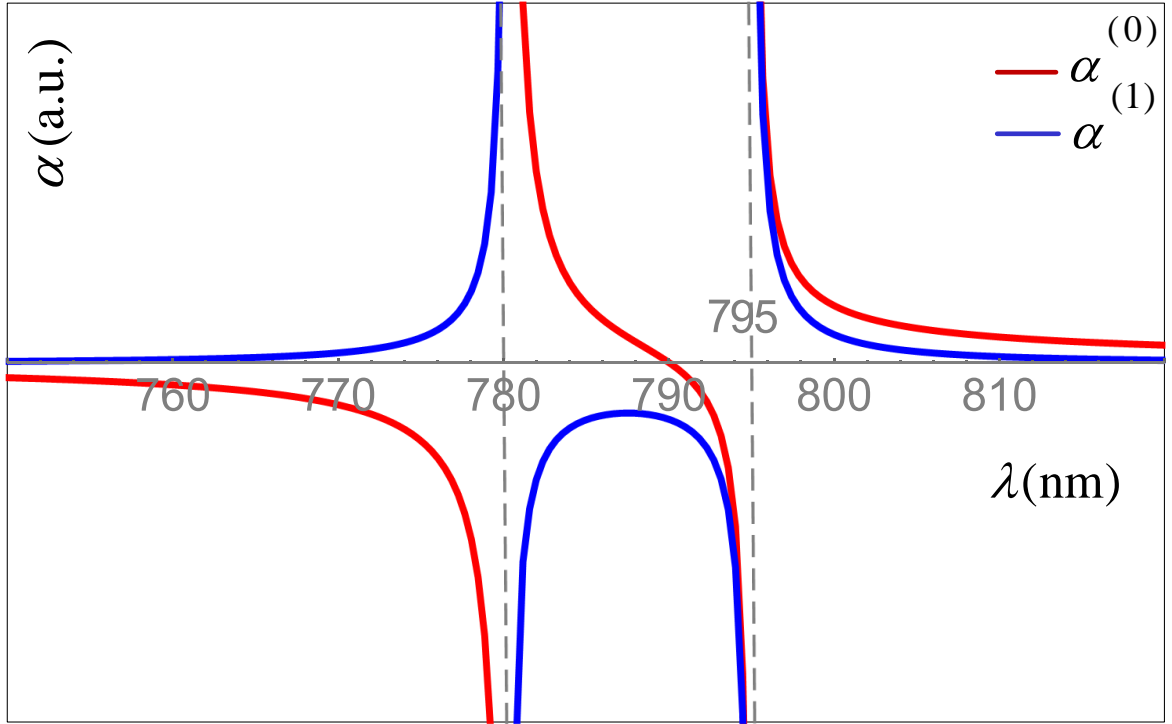


图 6.4 可以看到当激光波长向 810nm 方向靠近时，矢量能量位移相对标量衰减迅速，最终可以忽略不计。

### 6.3 光晶格势计算

处于频率为 $\omega$ 光场中的原子将会感受到电磁场 $E$ 诱导产生的偶极矩 $d$ ，振荡的电场与偶极矩有如下关系<sup>[44]</sup>

$$d = \alpha(\omega)E \quad (6.22)$$

$\alpha(\omega)$ 是与频率相关的极化率。原子运动的时间远远小于光场振荡周期，所以相互作用势是偶极矩和光场的时间平均，即

$$U_{\text{dip}} = -\frac{1}{2} \langle \mathbf{P} \cdot \mathbf{E} \rangle = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \text{Re}(\alpha) I \quad (6.23)$$

$I = 2\epsilon_0 c |E|^2$ 表示光强， $\epsilon_0$ 是真空介电常数， $c$ 真空光速。实部极化率描述了相互作用色散特性的偶极振荡的同相分量。相互作用在空间的梯度变化对应原子感受到的偶极力，即

$$F_{\text{dip}} = -\nabla U_{\text{dip}}(r) = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \text{Re}(\alpha) \nabla I(r) \quad (6.24)$$

偶极力是保守力，正比于梯度强度。散射力是极化振荡的反向分量，可以写成

$$P = \langle \dot{\mathbf{P}} \cdot \mathbf{E} \rangle = 2\omega \text{Im}(\alpha) I(r) \quad (6.25)$$

这个过程描述了吸收光子散射再自发辐射的过程，散射速率可以表示为

$$\Gamma(r) = \frac{P}{\hbar\omega} = \frac{1}{\hbar c\epsilon_0} \text{Im}(\alpha)I(r) \quad (6.26)$$

原子的极化率可以表示为

$$\alpha = 6\pi\epsilon_0 c^3 \frac{\Gamma/\omega_0}{\omega_0 - \omega - i(\omega^3/\omega_0^3)\Gamma} \quad (6.27)$$

其中  $\omega_0$  表示的是原子跃迁频率。在大失谐下，偶极势可以写成

$$U_{\text{dip}}(r) = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left( \frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} - \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) I(r) \quad (6.28)$$

定义  $\delta = \omega - \omega_0$  为激光对原子跃迁线的失谐。以上只考虑了二能级跃迁，对于多能级而言，需要考虑

$$\sum \mu_{ij} = \sum \langle g_i | \mu | e_j \rangle \quad (6.29)$$

其中， $g_i$  对于基态能级， $e_j$  对于激发态能级。最终对所有激发态求和后的偶极势为

$$U_{\text{dip}}(r) = \frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3} I \times \sum \frac{c_{ij}^2}{\Delta_{ij}} \quad (6.30)$$

其中  $c_{ij}$  为系数。

对于实验中采用碱金属基态原子而言，比如自旋为  $\frac{3}{2}$  的原子  $^7\text{Li}$ ,  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{39, 41}\text{K}$ ,  $^{87}\text{Rb}$ ，跃迁为 D1 和 D2 线。最终简化后的偶极势为

$$U_{\text{dip}}(\omega, g_F, m_F) = \frac{\pi c^2 \Gamma_{D_2}}{2\omega_0^3} \left( \frac{2 + \cos \phi \xi g_F m_F}{\delta_{D_2}} + \frac{1 - \cos \phi g_F m_F}{\delta_{D_1}} \right) I(r) \quad (6.31)$$

其中， $\cos \phi \xi$  为激光的极化偏振度，0,  $\pm 1$  分别代表了线偏振， $\sigma_{\pm}$ 。 $g_F$  是朗德因子，对  $^{87}\text{Rb}$  原子，当基态原子  $F = 1$ ,  $g_F = -1/2$ ; 当  $F = 2$ ,  $g_F = 1/2$ 。 $\delta_{D_2}$  和  $\delta_{D_1}$  是激光相对 D1 和 D2 线的失谐。

下面考虑两种情况，一种当激光频率处于 D1 和 D2 之间，即  $\omega_{D_1} < \omega < \omega_{D_2}$ ，当  $\omega$  处于某一特定波长时 ( $\delta_{D_2} = -2\delta_{D_1}$ )，上式括号中的值为零，偶极势将为零。当激光频率远远小于 D1 线跃迁频率时，即  $\omega \ll \omega_{D_1}$ ，此时可以将系统简单地看作二能级系统，即可以用公式 6.28 直接描述。

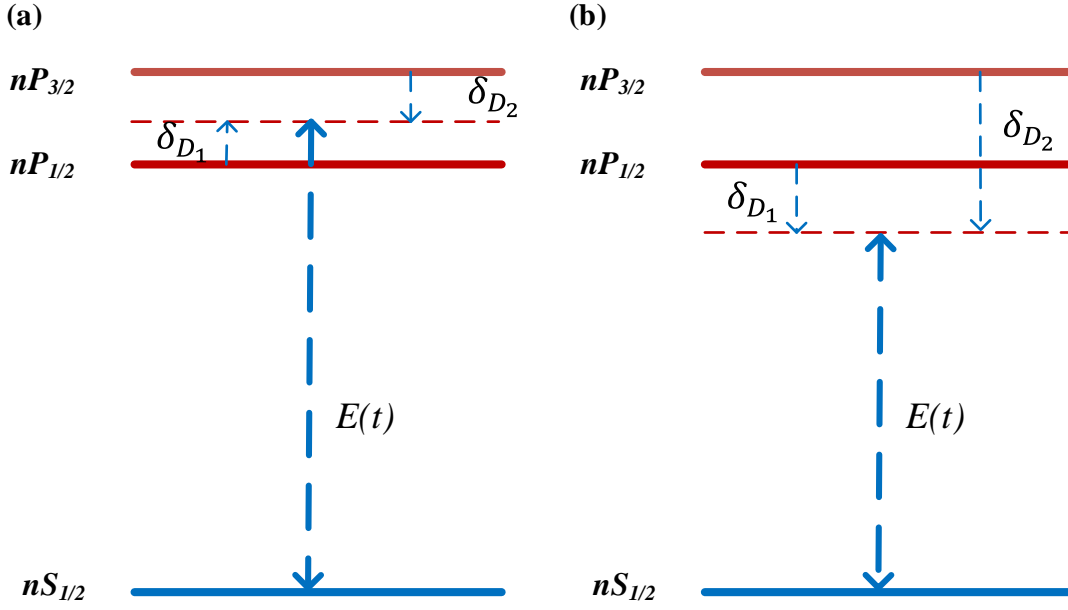


图 6.5 (a) 激光频率位于 D1 和 D2 线，此时是红蓝失谐相互平衡的过程，当  $\delta_{D_2} = -2\delta_{D_1}$  时，原子感受到的偶极势为零；(b) 当激光频率远远小于 D1 线频率时，可近似看成二能级系统，只有标量能量位移。

我们依据光晶格势来判断晶格失谐处于红失谐或者蓝失谐。 $U_{\text{dip}} < 0$  时，晶格处于红失谐，原子处于驻波波腹。 $U_{\text{dip}} > 0$  时，晶格处于蓝失谐，原子处于波节。

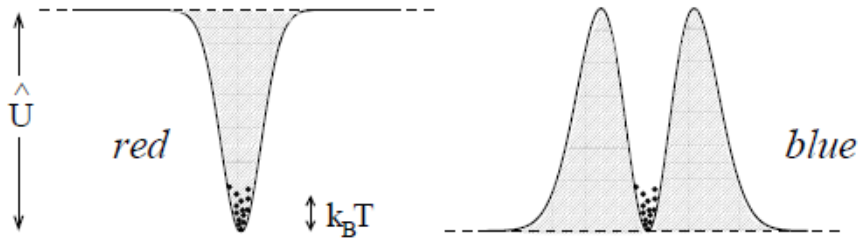


图 6.6 图来自<sup>[44]</sup>。左图表示的是红失谐的光晶格，原子被束缚在波腹；右图表示的蓝失谐光晶格，原子被束缚在波节。

当原子处于光晶格中，此时晶格势

$$U(\omega, g_F, m_F) = \frac{\pi c^2 \Gamma_{D_2}}{2\omega_0^3} \left( \frac{2 + \phi \xi g_F m_F}{\delta_{D_2}} + \frac{1 - \phi \xi g_F m_F}{\delta_{D_1}} \right) \frac{\epsilon_0 c}{2} |E|^2 \quad (6.32)$$

此时合电场  $E = E_0 + E_1$ ，其中  $E_0$  和  $E_1$  分别代表两束光的电场，如果两束光为对向传播，即  $E_0 = e^{-ikz} \hat{e}_0$ ， $E_1 = e^{ikz} \hat{e}_1$ （振幅为单位 1），如果  $\hat{e} = \hat{e}_0 = \hat{e}_1$ ，有

$$U = 2|\hat{e}|^2 U_0 \cos^2 kz \quad (6.33)$$

此时原子感受到的势阱在一维空间中周期调制。将不同偏振矢量代入上式 ac Stark

电场沿 x 轴线偏振基矢  $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$ ,  $\sigma_{\pm}$  基矢  $\mp \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i \\ 0 \end{pmatrix}$ 。

表 6.1 一维光晶格的偶极势

| 偏振    | 标量分量                             | 矢量分量                              | 空间周期        |
|-------|----------------------------------|-----------------------------------|-------------|
| 平行线偏振 | $2\alpha^{(0)} E_0 ^2 \cos^2 kz$ | 0                                 | $\lambda/2$ |
| 垂直线偏振 | $-\alpha^{(0)} E_0 ^2$           | $2\alpha^{(1)} E_0 ^2 \sin^2 2kz$ | $\lambda/2$ |
| 平行圆偏振 | $2\alpha^{(0)} E_0 ^2 \cos^2 kz$ | $\lambda/2$                       | $\lambda/2$ |
| 垂直圆偏振 | 0                                | 0                                 | 0           |

考虑矢量自旋态的作用，分别得出四种情况下一维光晶格的势阱

$$U_{L1}(F, m_F; \omega) = -2|E_0|^2 \alpha^{(0)} \cos^2 kz \quad (6.34)$$

$$U_{L2}(F, m_F; \omega) = |E_0|^2 (\alpha^{(0)} + 2\alpha^{(1)} \xi g_F m_F \sin^2 2kz) \quad (6.35)$$

$$U_{L3}(F, m_F; \omega) = -2|E_0|^2 \cos^2 kz (\alpha^{(0)} + \alpha^{(1)} \xi g_F m_F) \quad (6.36)$$

$$U_{L4}(F, m_F; \omega) = |E_0|^2 \alpha^{(0)} \quad (6.37)$$

## 6.4 Tune-out 波长

光场与原子偶极相互作用  $U = 0$ ，即  $U = -\alpha|E|$ ，此时极化率  $\alpha = 0$ 。

由前一小节可以看出，偏振的变化只是导致电场叠加的变化，不会导致晶格势为消失，因此只有当极化率为零时，相互作用才消失。设公式 6.32 为零（假设光与磁场垂直， $\cos\phi = 1$ ）即有

$$\frac{2 + \xi g_F m_F}{\delta_{D2}} = -\frac{1 - \xi g_F m_F}{\delta_{D1}} \quad (6.38)$$

分别代入  $^{87}\text{Rb}$  原子 D1 和 D2 线的波长 794.98nm 和 780.24nm，这里将得到一个只与偏振，自旋态和激光波长有关的函数。分别计算  $\xi = 0, \pm 1$ ,  $F = 1, m_F =$



$-1, 0, +1$ ,  $F = 2, m_F = -2, -1, 0, +1, +2$ , 其中当  $F = 1$  时,  $g_F = -1/2$ ; 当  $F = 2$  时,  $g_F = 1/2$ 。计算结果如下表

 表 6.2  $^{87}\text{Rb}$  原子 D1 和 D2 线的 Tune-out 波长

| 偏振         | $ F, m_F\rangle$ | 公式<br>6.38 | 文献 <sup>[22]</sup> | 其它理论                            | 实验  |
|------------|------------------|------------|--------------------|---------------------------------|---|
| $\xi = 0$  | $ 2, 2\rangle$   | 790.005    | 790.04             |                                 | 790.01850(9) <sup>[33]</sup>                      |
|            | $ 2, 1\rangle$   | 790.005    | 790.04             | 790.032439(35) <sup>[45]</sup>  |   |
|            | $ 2, 0\rangle$   | 790.005    | 790.03             | 790.034(7) <sup>[46]</sup>      | 790.032388(32) <sup>[45]</sup>                    |
|            | $ 2, -1\rangle$  | 790.005    | 790.04             | 790.032602(193) <sup>[47]</sup> |   |
|            | $ 2, -2\rangle$  | 790.005    | 790.04             |                                 |   |
|            | $ 1, 1\rangle$   | 790.005    | 790.04             |                                 | 789.85(1) <sup>[48]</sup>                         |
|            | $ 1, 0\rangle$   | 790.005    | 790.04             | 790.018187(193) <sup>[47]</sup> | 790.018(2) <sup>[49]</sup> <u>790.020</u>         |
|            | $ 1, -1\rangle$  | 790.005    | 790.04             |                                 | 790.01858(23) <sup>[29]</sup>                     |
| $\xi = 1$  | $ 2, 2\rangle$   | None       | None               |                                 |   |
|            | $ 2, 1\rangle$   | 792.484    | 792.52             |                                 |   |
|            | $ 2, 0\rangle$   | 790.005    | 790.06             |                                 |   |
|            | $ 2, -1\rangle$  | 787.754    | 787.59             |                                 |   |
|            | $ 2, -2\rangle$  | 785.093    | 785.14             |                                 |   |
|            | $ 1, 1\rangle$   | 787.754    | 787.50             |                                 | <u>787.59(31)</u>                                 |
|            | $ 1, 0\rangle$   | 790.005    | 790.06             |                                 | <u>790.020(25)</u>                                |
|            | $ 1, -1\rangle$  | 792.484    | 792.53             |                                 | <u>792.462(22)</u>                                |
| $\xi = -1$ | $ 2, 2\rangle$   | 785.093    | 785.14             | 785.11516 <sup>[50]</sup>       | 785.146(12)                                       |
|            | $ 2, 1\rangle$   | 787.754    | 787.59             |                                 |   |
|            | $ 2, 0\rangle$   | 790.005    | 790.06             |                                 |   |
|            | $ 2, -1\rangle$  | 792.484    | 792.52             |                                 |   |
|            | $ 2, -2\rangle$  | None       | None               | None <sup>[50]</sup>            |   |
|            | $ 1, 1\rangle$   | 792.484    | 792.53             |                                 | $\sim 792.4$ <sup>[29]</sup> , <u>792.462(22)</u> |
|            | $ 1, 0\rangle$   | 790.005    | 790.06             |                                 | 790.02(25)  |
|            | $ 1, -1\rangle$  | 787.754    | 787.59             |                                 | $\sim 787.62$ <sup>[29]</sup> , <u>787.59(31)</u> |

1. 表格中的理论计算主要考虑  $^{87}\text{Rb}$  的 D1 和 D2 线跃迁，参考文献的理论计算包含了所有激发态求和。
2. 其中有下列线的是我们测得的实验数据。
3. 最早测得标量 tune-out 波长是 789.85(1)nm，和后来测量误差偏大主要是由于当时的线偏振不纯。
4. 其它的理论计算包括了多体微扰理论，相对论组态相互作用模型等方法。
5. 参考文献，同样使用 Kaptiza-Dirac 散射，观察原子动量分布图案，对于  $|F = 2\rangle$  的测量出高精度 tune-out 波长 790.01858(23)nm，并且研究了  $|F = 1\rangle$  圆偏振的极化率。

## 6.5 一维自旋依赖光晶格实验装置

实验装置如图 6.7 所示，BEC 初始制备到  $|F = 2, m_F = 2\rangle$  上，利用射频和微波场绝热转移原子到其它塞曼子能级态  $|F = 1, m_F = 1\rangle$  和  $|F = 1, m_F = 0\rangle$ 。光晶格激光方向沿  $z$  轴，经过  $f=300\text{mm}$  的透镜会聚到原子，经平凹反射镜返回，两次经过原子云的光斑大小为  $200\mu\text{m}$ ，磁场沿激光方向。

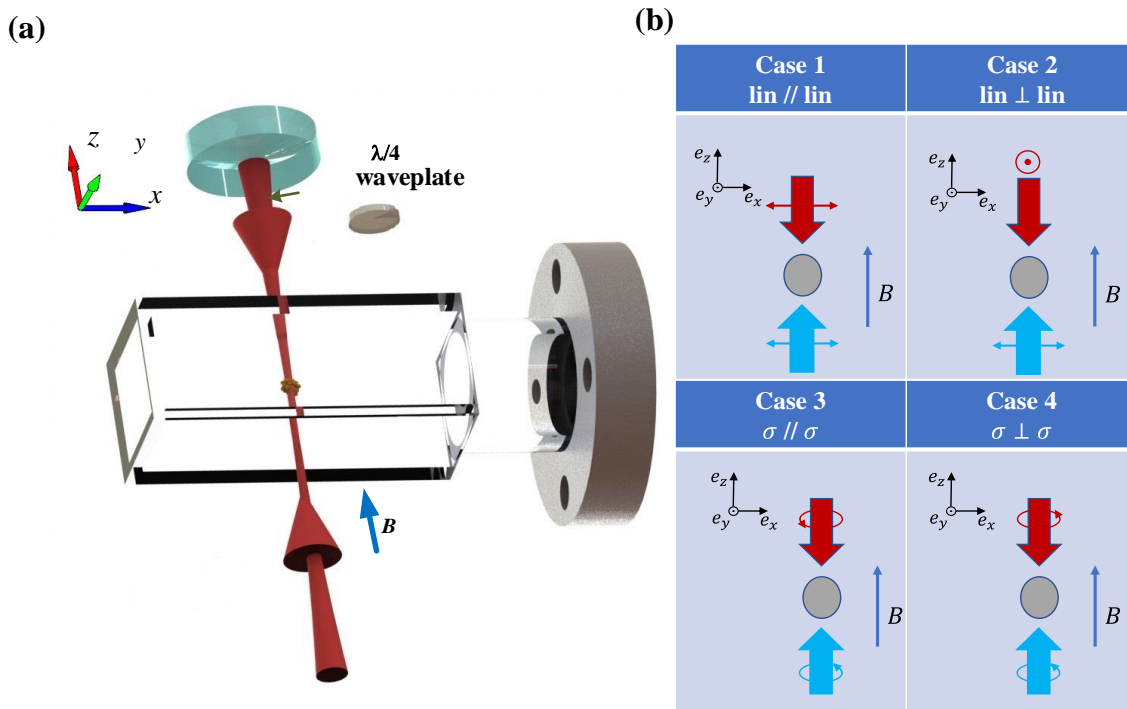


图 6.7 (a) 一维光晶格实验装置图 (b) 四种偏振的一维光晶格，分别是线偏振平行，线偏振垂直，圆偏振平行和圆偏振垂直，其中磁场方向沿  $z$  轴。

当制备好所需要的自旋态时，将玻璃腔室周围的补偿磁场，沿光路方向用时 30ms 线性缓慢增加，达到电流源恒流时，等待 50ms，让磁场稳定下来。然后用 AOM 快速开启  $4\mu\text{s}$  的脉冲，最后同时关闭 1064nm 偶极光阱和光晶格激光，原子 TOF 12ms 后吸收成像，即可得到不同动量分布的原子密度图。

## 6.4 偏振对 tune-out 波长的影响

### 6.4.1 线偏振互相平行

通过对公式 6.32 的理论拟合，可以画出此时光晶格势随波长变化的曲线图，如图 6.8(a)，此时三个  $|F = 2, m_F = 2\rangle$ 、 $|F = 1, m_F = 1\rangle$  和  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  的理论曲线完全重合，即这个时候 ac Stark shift 只有标量项，矢量项等于零。利用阱深公式

$$V = \frac{2 \times 2.4048\hbar}{\tau} \quad (6.39)$$

其中  $\tau$  是 0 动量原子完全散射到高动量空间的时间，分别测得 785nm、787.4nm、790.02nm、791.5nm 和 792.462nm 的光晶格阱深，与理论曲线相符合。图 6.8(b) 表示的是三个波长下，三个自旋态自由飞行的密度分布图。其中在 790.02nm 的时候，没有高动量散射格点，在其它波长下，光晶格长度也一致。图中，当波长处于 790.02nm 以下，光晶格激光波长是红失谐，当波长大于 790.02nm，为蓝失谐，tune-out 波长的本质是原子相对 D1 和 D2 线红蓝失谐相互抵消的结果。

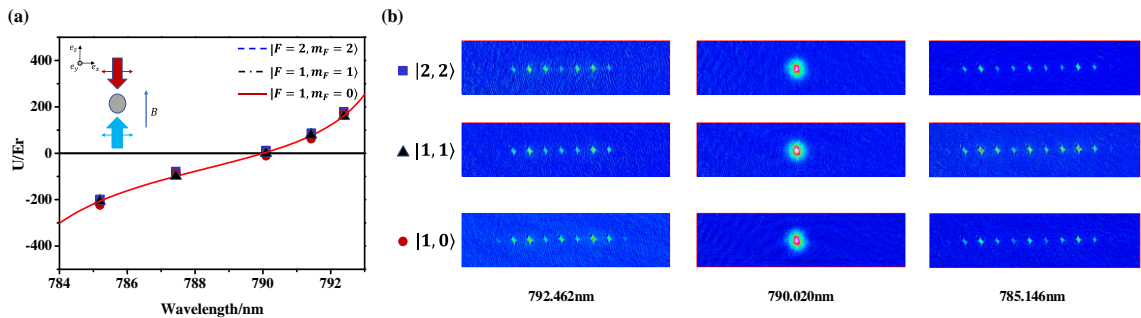


图 6.8 线偏振平行的一维光晶格。(a) 图中曲线表示三个自旋态  $|F = 2, m_F = 2\rangle$ 、 $|F = 1, m_F = 1\rangle$  和  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  的光晶格势阱，对应的方形，三角形和圆形分别代表实验测出的阱深；(b) 三种自旋态的 TOF 15ms 后的吸收成像图。

### 6.4.2 线偏振互相垂直

通过加 $\lambda/4$ 波片改变返回激光偏振,使其垂直于入射偏振,原子此时将会直接感受到一个类似于圆偏振的光场的驱动。此时合电场可以写成

$$E = \hat{x} + i\hat{y} \quad (6.40)$$

用圆偏振基矢描述, 即有

$$E(z) = -\sqrt{2}[\hat{e}_+ \cos(kz) - i\hat{e}_- \sin(kz)] \quad (6.41)$$

其中,  $\hat{e}_\pm = \mp(\hat{x} \pm i\hat{y})$  分别对应左旋右旋偏振基矢。可以看到, 在  $z$  方向上, 偏振将不断以线偏振, 左旋圆偏振, 线偏振, 右旋圆偏振为周期变化, 这是与亚多普勒冷却明显的区别, 这种冷却机制对应了偏振梯度冷却<sup>[51]</sup>。由图所示, 三种自旋态的理论曲线描绘了光晶格阱深的变化, 此时只有矢量项, 其中  $|F = 2, m_F = 2\rangle$  阱深是  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  的两倍左右, 并且他们之间的符号相反, 分别对应蓝红失谐。因为  $m_F = 0$ , 矢量能量位移消失,  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  态的原子感受到光晶格势。如图 6.9(b)所示,  $|F = 2, m_F = 2\rangle$  原子的光晶格格点相对于  $|F = 1, m_F = 1\rangle$  的更多, 即势阱越大, 而  $|F = 1, m_F = 1\rangle$  几乎没有其它动量上的原子。

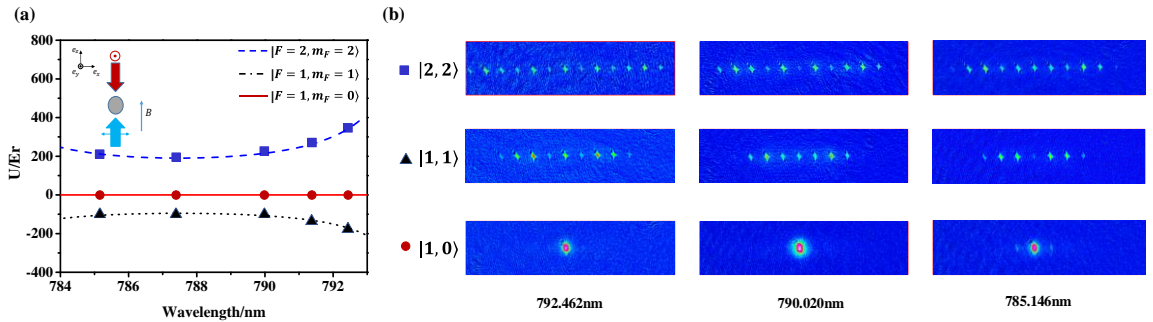


图 6.9 线偏振垂直的一维光晶格。(a) 图中曲线表示三个自旋态  $|F = 2, m_F = 2\rangle$ 、 $|F = 1, m_F = 1\rangle$  和  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  的光晶格势阱, 对应的方形, 三角形和圆形分别代表实验测出的阱深; (b) 三种自旋态的 TOF 15ms 后的吸收成像图。  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  没有光晶格, 相同波长下  $|F = 2, m_F = 2\rangle$  的散射动量长度比  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  长。

### 6.4.3 圆偏振互相平行

通过调节入射光偏振, 可以构建圆偏振互相平行的一维光晶格装置。此时势阱由标量项和矢量项共同作用。图 6.10(a)的理论曲线分别表示了三个自旋态的阱深, 可以明显看到, 三条曲线都与阱深为零有交点, 此时分别对应各自的 tune-out 波长。如图 6.10(b)所示, 三个自旋态都各自有一个 tune-out 波长, 不同于方案一, 此时的 tune-

out 波长分开，光晶格长度也与理论曲线拟合相一致。有一个有趣的现象，相邻的自旋态会在某一个波长下，出现阱深相同，但是在红蓝失谐不同，比如在 791.24nm,  $|F = 1, m_F = 1\rangle$ 和 $|F = 1, m_F = 0\rangle$ 的阱深大小相同。

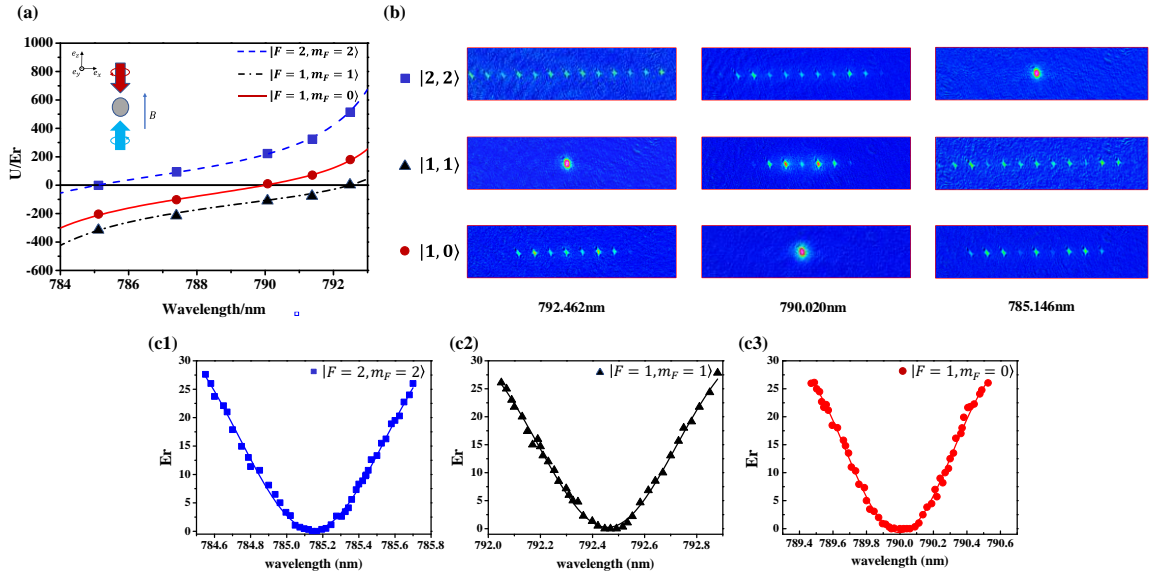


图 6.10 圆偏振平行的一维光晶格。(a) 图中曲线表示三个自旋态 $|F = 2, m_F = 2\rangle$ 、 $|F = 1, m_F = 1\rangle$ 和 $|F = 1, m_F = 0\rangle$ 的光晶格势阱，对应的方形，三角形和圆形分别代表实验测出的阱深，三个自旋态都有一个零点分别在波长为 785.146nm，790.02nm 和 792.462nm 的情况下；(b) 三种自旋态的 TOF 15ms 后的吸收成像图。(c1-c3) 分别表示的是三个波长下 0 动量原子占总原子数的百分比，在远离 tune-out 波长时可以用 Raman-Nath 散射测量阱深。

#### 6.4.4 圆偏振互相垂直

此时的标量和矢量部分都不会出现空间强度调制，如图 6.11(a)，不论波长被调节到哪里，三个自旋态的阱深始终为零。在图 6.11(b)中可以看到，在空间观测不到高动量分布的光晶格格点。

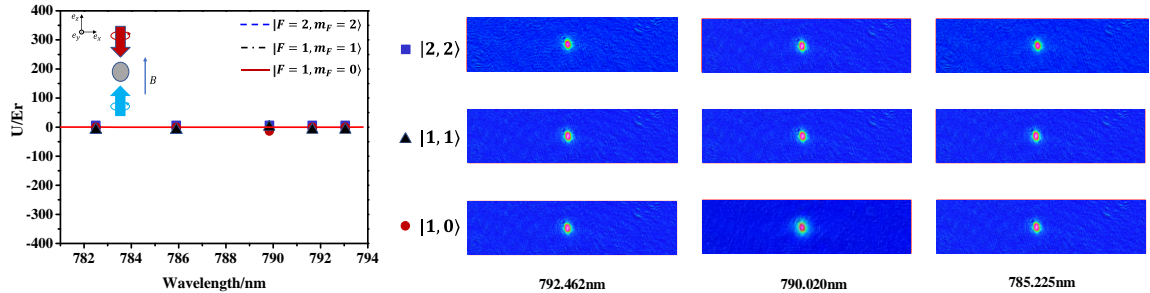


图 6.11 圆偏振垂直的一维光晶格。(a) 图中曲线表示三个自旋态  $|F = 2, m_F = 2\rangle$ 、 $|F = 1, m_F = 1\rangle$  和  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  的光晶格势阱, 对应的方形, 三角形和圆形分别代表实验测出的阱深; (b) 三种自旋态的 TOF 15ms 后的吸收成像图。

## 6.4 磁场对 tune-out 波长的影响

在前面的偏振方案中, 前面只考虑波矢  $\hat{k}$  和磁场  $\hat{B}$  夹角为零的时候, 即  $\cos\phi = \hat{k} \cdot \hat{B} = 1$ , 此时的矢量部分最大, 如果改变夹角  $\phi$ , tune-out 波长也会出现改变。 $\cos\phi$  可以被定义<sup>[33]</sup>

$$\cos\phi = \frac{B_{Bi}^z + B_{Re}^z}{\sqrt{(B_{Re}^x)^2 + (B_{Re}^y)^2 + (B_{Bi}^z + B_{Re}^z)^2}} \quad (6.42)$$

这里  $B_{Bi}$  是外部提供的磁场,  $B_{Re}$  是剩余磁场 (比如地磁场)。通过调节磁场大小, 可以改变矢量部分的能量位移, 以此来观察 tune-out 波长的变化。在方案三的实验装置下, 分别测量三种自旋态的 tune-out 波长变化。如图所示, 图 6.12(a) 红色曲线扫描改变磁场值, tune-out 波长的变化曲线, 可以看到  $|F = 2, m_F = 2\rangle$  态的变化范围从 785.146nm 到 794.825nm 附近靠近;  $|F = 1, m_F = 1\rangle$  态的变化范围从 787.59nm 到 792.462nm;  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  则始终处于 790nm 附近。

实验发现, 磁场方向反向或圆偏振  $\xi$  改到相反方向, 会对 tune-out 波长的改变起到相同的作用, 在图 6.12(a) 和图 6.12(b) 中, 如果当磁场减小到零, 然后改变反向圆偏振, 再逐渐增大磁场, 会有相同曲线。这是因为当  $\xi$  和  $\phi$  同时变化时,  $\xi \cos\phi$  的结果不变。其中的物理本质是在定义光与原子相互作用时, 往往以  $\sigma_{\pm}$  同时定义磁场和光的偏振。

为了进一步研究磁场与光轴夹角  $\phi$  对张量矢量相互抵消的影响, 利用补偿磁场将 x, y 轴的方向的剩余磁场补偿, 通过改变外部磁场, 可以测得 tune-out 波长的变化曲线, 如图 6.12(a)(b)(c) 中蓝色曲线所示。可以发现, 相对于未被补偿的蓝色曲线, 曲线经过 tune-out 波长时斜率更大, 变化也越陡峭。当 z 轴磁场将为零, 此时的矢量部分消失, 只有标量位移项, 所以最终的 tune-out 波长都是 790.02nm。当 x, y, z 三个方向上的剩余磁场由 {0.4G, 0.46G, 0.38G} 经过补偿磁场补偿, 变为 {0.25G, 0.28G, 0.2G} 时, 对于  $|F = 2, m_F = 2\rangle$  态, 在 790.02nm 的曲线斜率由 8.108nm/G 跳变到 13.168nm/G, 对于  $|F = 1, m_F = 1\rangle$  态, 在 790.02nm 的曲线斜率由 -4.054nm/G 跳变到 -6.584nm/G。因此可以用 tune-out 波长变化可以用来精密测量剩余磁场大小。

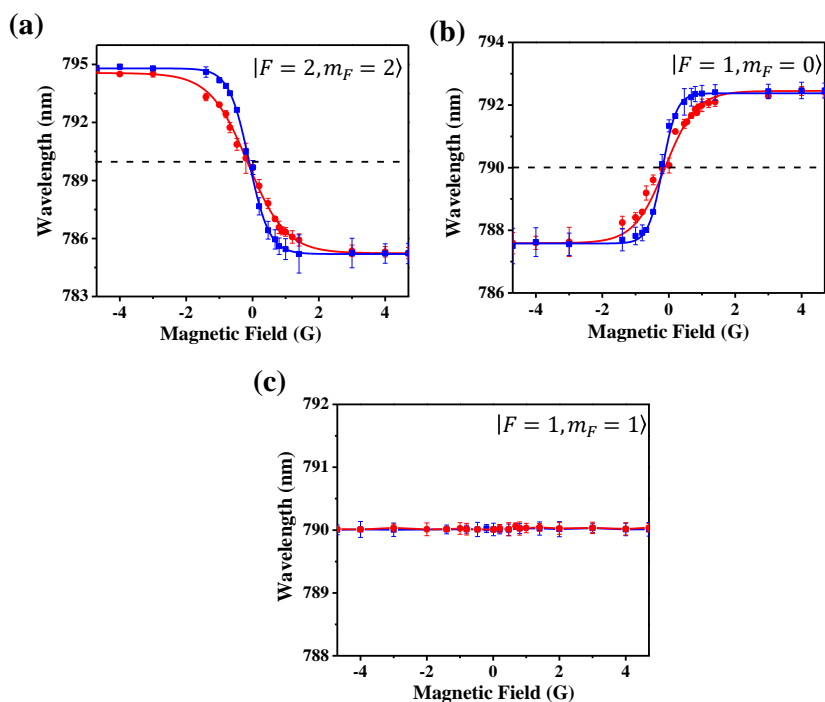


图 6.12 Tune-out 波长与外部磁场的变化的关系。(a)，(b)，(c) 分别对应  $|F = 2, m_F = 2\rangle$ 、 $|F = 1, m_F = 1\rangle$  和  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  自旋态，其中红线表示的是没有补偿磁场的变化曲线，蓝色是将三维方向的地磁场都补偿过后的变化曲线。

## 6.4 结论

利用二阶微扰法可以推导出原子在光场中的 ac Stark shift 和极化率的表达式，由此定义出矢量极化率虚拟磁场的物理性质，为进一步研究光频移，拉曼光耦合提供理论和实验基础。

同时，通过利用两种不同的方法，推导出光场对原子的偶极力公式，分析了在一维光晶格中，巧妙地利用不同偏振光晶格，研究标量、矢量的 ac Stark shift 和 tune-out 波长。进一步研究了 tune-out 波长对磁场的依赖，验证了之前的理论分析，同时利用 tune-out 波长的变化来研究剩余磁场大小。

## 参考文献

- [1] Verkerk P, Lounis B, Salomon C, et al. Dynamics and spatial order of cold cesium atoms in a periodic optical potential[J]. Physical review letters, 1992, 68 (26): 3861.
- [2] Jessen P S, Gerz C, Lett P D, et al. Observation of quantized motion of Rb atoms in an optical field[J]. Physical review letters, 1992, 69 (1): 49.
- [3] Bloch I, Dalibard J, Zwerger W. Many-body physics with ultracold gases[J]. Reviews of modern physics, 2008, 80 (3): 885.
- [4] Browaeys A, Lahaye T. Many-body physics with individually controlled Rydberg atoms[J]. Nature Physics, 2020, 16 (2): 132-142.
- [5] Lewenstein M, Sanpera A, Ahufinger V. Ultracold Atoms in Optical Lattices: Simulating quantum many-body systems[M]. Oxford University Press, 2012.
- [6] Caballero-Benitez S F, Mekhov I B. Quantum optical lattices for emergent many-body phases of ultracold atoms[J]. Physical review letters, 2015, 115 (24): 243604.
- [7] Aidelsburger M, Atala M, Lohse M, et al. Realization of the Hofstadter Hamiltonian with ultracold atoms in optical lattices[J]. Physical Review Letters, 2013, 111 (18): 185301.
- [8] Miyake H, Siviloglou G A, Kennedy C J, et al. Realizing the Harper Hamiltonian with laser-assisted tunneling in optical lattices[J]. Physical Review Letters, 2013, 111 (18): 185302.
- [9] Chiu C S, Ji G, Mazurenko A, et al. Quantum state engineering of a Hubbard system with ultracold fermions[J]. Physical review letters, 2018, 120 (24): 243201.
- [10] Schnorrberger U, Thompson J, Trotzky S, et al. Electromagnetically induced transparency and light storage in an atomic Mott insulator[J]. Physical review letters, 2009, 103 (3): 033003.
- [11] Martin M, Bishof M, Swallows M, et al. A quantum many-body spin system in an optical lattice clock[J]. Science, 2013, 341 (6146): 632-636.
- [12] Mandel O, Greiner M, Widera A, et al. Coherent transport of neutral atoms in spin-dependent optical lattice potentials[J]. Physical review letters, 2003, 91 (1): 010407.
- [13] Duan L-M, Demler E, Lukin M D. Controlling spin exchange interactions of ultracold



- atoms in optical lattices[J].Physical review letters,2003, 91 (9): 090402.
- [14] Soltan-Panahi P, Struck J, Hauke P, et al.Multi-component quantum gases in spin-dependent hexagonal lattices[J].Nature Physics,2011, 7 (5): 434-440.
- [15] Yang B, Dai H-N, Sun H, et al.Spin-dependent optical superlattice[J].Physical Review A,2017, 96 (1): 011602.
- [16] Grusdt F, Li T, Bloch I, et al.Tunable spin-orbit coupling for ultracold atoms in two-dimensional optical lattices[J].Physical Review A,2017, 95 (6): 063617.
- [17] Ke Y, Huang J, Zhuang M, et al.Compact gravimeter with an ensemble of ultracold atoms in spin-dependent optical lattices[J].Physical Review A,2018, 98 (5): 053826.
- [18] Ostrovskaya E A, Kivshar Y S.Localization of two-component Bose-Einstein condensates in optical lattices[J].Physical review letters,2004, 92 (18): 180405.
- [19] Ye Q, Qin X, Li Y, et al.Band-gap structure and chiral discrete solitons in optical lattices with artificial gauge fields[J].Annals of Physics,2018, 388: 173-185.
- [20] Krinner L, Stewart M, Pazmino A, et al.Spontaneous emission of matter waves from a tunable open quantum system[J].Nature,2018, 559 (7715): 589-592.
- [21] González-Tudela A, Cirac J I.Cold atoms in twisted-bilayer optical potentials[J].Physical Review A,2019, 100 (5): 053604.
- [22] Leblanc L J, Thywissen J H.Species-specific optical lattices[J].Physical Review A,2007, 75 (5).
- [23] Arora B, Safronova M, Clark C W.Tune-out wavelengths of alkali-metal atoms and their applications[J].Physical Review A,2011, 84 (4): 043401.
- [24] Jiang J, Tang L-Y, Mitroy J.Tune-out wavelengths for potassium[J].Physical Review A,2013, 87 (3): 032518.
- [25] Cheng Y, Jiang J, Mitroy J.Tune-out wavelengths for the alkaline-earth-metal atoms[J].Physical Review A,2013, 88 (2): 022511.
- [26] Holmgren W F, Trubko R, Hromada I, et al.Measurement of a wavelength of light for which the energy shift for an atom vanishes[J].Physical review letters,2012, 109 (24): 243004.
- [27] Henson B, Khakimov R, Dall R, et al.Precision measurement for metastable helium

atoms of the 413 nm tune-out wavelength at which the atomic polarizability vanishes[J].Physical review letters,2015, 115 (4): 043004.

[28] Leonard R, Fallon A, Sackett C, et al.High-precision measurements of the Rb 87 D-line tune-out wavelength[J].Physical Review A,2015, 92 (5): 052501.

[29] Schmidt F, Mayer D, Hohmann M, et al.Precision measurement of the Rb 87 tune-out wavelength in the hyperfine ground state  $F=1$  at 790 nm[J].Physical Review A,2016, 93 (2): 022507.

[30] Adam F, Charles S.Obtaining Atomic Matrix Elements from Vector Tune-Out Wavelengths Using Atom Interferometry[J].Atoms,2016, 4 (2): 12-.

[31] Trubko R, Gregoire M D, Holmgren W F, et al.Potassium tune-out-wavelength measurement using atom interferometry and a multipass optical cavity[J].Physical Review A,2017, 95 (5): 052507.

[32] Copenhaver E, Cassella K, Berghaus R, et al.Measurement of a Li 7 tune-out wavelength by phase-patterned atom interferometry[J].Physical Review A,2019, 100 (6): 063603.

[33] Schmidt F, Mayer D, Hohmann M, et al.Precision measurement of the  $^{87}\text{Rb}$  tune-out wavelength in the hyperfine ground state  $F=1$  at 790 nm[J].Physical Review A,2016, 93 (2): 022507.

[34] 齐盼丽.  $^{87}\text{Rb}$  原子基态超精细能级 AC-Stark 频移张量分量研究[D]. 华中师范大学.

[35] Foot C J. Atomic physics[M]. 7. Oxford University Press,2005.

[36] Steck D A.Quantum and Atom Optics[J],2018.

[37] Beloy K.Theory of the ac Stark Effect on the Atomic Hyperfine Structure and Applications to Microwave Atomic Clocks[J],2009.

[38] The hyperfine structure Stark effect[J],1968.

[39] Becher J, Baier S, Aikawa K, et al.Anisotropic polarizability of erbium atoms[J].Physical Review A,2018, 97 (1): 012509.

[40] Albrecht B, Meng Y, Clausen C, et al.Fictitious magnetic-field gradients in optical microtraps as an experimental tool for interrogating and manipulating cold

- atoms[J].Physical Review A,2016, 94 (6): 061401.
- [41] Leszczyński A, Mazelanik M, Lipka M, et al.Spatially resolved control of fictitious magnetic fields in a cold atomic ensemble[J].Optics letters,2018, 43 (5): 1147-1150.
- [42] Park C Y, Noh H, Lee C M, et al.Measurement of the Zeeman-like ac Stark shift[J].Physical Review A,2001, 63 (3): 032512.
- [43] Goldman N, Juzeliunas G, Ohberg P, et al.Light-induced gauge fields for ultracold atoms[J].Rep Prog Phys,2014, 77 (12): 126401.
- [44] Grimm R, Weidemüller M, Ovchinnikov Y B: Optical Dipole Traps for Neutral Atoms, Bederson B, Walther H,editor,Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics: Academic Press,2000: 95-170.
- [45] Fallon A, Leonard R, Sackett C. High-precision measurements of the 87 Rb D-line tune-out wavelength[C].APS Division of Atomic, Molecular and Optical Physics Meeting Abstracts,2015.
- [46] Arora B, Safronova M S, Clark C W.Tune-out wavelengths of alkali-metal atoms and their applications[J].Physical Review A,2011, 84 (4): 043401.
- [47] Wang X, Jiang J, Xie L-Y, et al.Polarizabilities and tune-out wavelengths of the hyperfine ground states of 87,85Rb[J].Physical Review A,2016, 94 (5): 052510.
- [48] Catani J, Barontini G, Lamporesi G, et al.Entropy Exchange in a Mixture of Ultracold Atoms[J].Physical Review Letters,2009, 103 (14): 140401.
- [49] Lamporesi G, Catani J, Barontini G, et al.Scattering in mixed dimensions with ultracold gases[J].Physical review letters,2010, 104 (15): 153202.
- [50] 王霞. Rb 原子极化率, Tune-out 波长和 Magic 波长的理论研究[D]. 西北师范大学,2017.
- [51] 邱英. 光学晶格中原子的冷却及原子能态的光频移研究[D]. 太原: 山西大学,2008.

## 第七章 双拉曼耦合相对相位

本章首先介绍了拉曼跃迁原理，其次介绍了利用双拉曼跃迁同时耦合  $^{87}\text{Rb}$  超冷原子的  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  和  $|F = 1, m_F = 1\rangle$  的实验过程，控制两个拉曼过程的相对相位，观察到两个基态粒子数布居的变化规律。

### 7.1 背景介绍

不同于 Landau-Zenner 隧穿，受激拉曼跃迁过程是将原子内部自旋和外部动量相互耦合起来，可以实现更多维度的原子操控。前者因为共振波长  $5\text{cm}$  ( $^{87}\text{Rb}$  的  $6.8\text{G}$ )，可以忽略对原子的动量传递；后者如果两束拉曼光有夹角，则会通过受激吸收和受激辐射传递给原子动量，当两束拉曼光同向，此时没有动量传递<sup>[1]</sup>。

拉曼跃迁技术已经在许多领域得到广泛应用<sup>[2]</sup>，比如受激拉曼冷却<sup>[3-6]</sup>、原子干涉仪<sup>[3,7]</sup>、重力仪<sup>[8-11]</sup>、原子激光<sup>[12,13]</sup>、量子精密测量<sup>[14]</sup>、冷原子混合纠缠<sup>[15]</sup>等。将光子动量信息传递到原子，相继实现了人造规范势<sup>[16-18]</sup>、自旋轨道耦合<sup>[19-21]</sup>、人造磁场<sup>[22]</sup>等量子模拟实验。

### 7.2 受激双拉曼理论模型

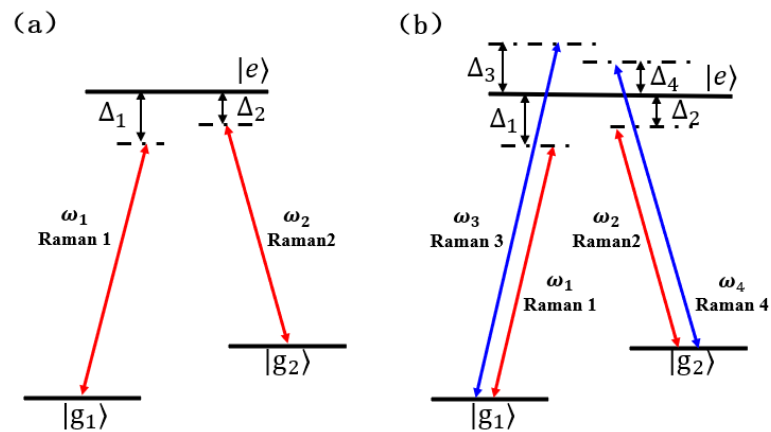


图 7.1 受激拉曼跃迁过程。(a) 一对红失谐拉曼跃迁；(b) 一对蓝失谐和一对红失谐的拉曼跃迁。

图 7.1(a)所示为三能级受激拉曼跃迁， $|g_{1,2}\rangle$ 分别是原子的两个基态， $|e\rangle$ 是三能级跃迁中间激发态， $\omega_{01,02}$ 是两个基态相对中间态的跃迁频率， $E_{1,2}$ ， $\omega_{1,2}$ ， $\varphi_{1,2}$ 是两

束红失谐拉曼光的电场，频率和相位，其中 $\Delta_1 = \omega_{01} - \omega_1$ ， $\Delta_2 = \omega_{02} - \omega_2$ 。实验过程采用远失谐拉曼激光，三能级系统可以近似看成二能级系统，此时有效哈密顿量可以写成

$$H = \begin{pmatrix} \frac{P^2}{2m} + \delta_1 & \frac{\hbar\Omega_R}{2} e^{-i(\varphi_1 - \varphi_2)} \\ \frac{\hbar\Omega_R}{2} e^{i(\varphi_1 - \varphi_2)} & \frac{P^2}{2m} + \delta_2 \end{pmatrix} \quad (7.1)$$

其中 $\delta_\alpha = \hbar(\Delta_\alpha + \omega_\alpha^{ac})$ ， $\omega_\alpha^{ac} = \frac{\Omega_R^2}{4\Delta}$ ，频率失谐 $\Delta = (\Delta_1 + \Delta_2)/2$ ， $\Omega_\alpha = -\frac{\langle g_\alpha | \hat{\epsilon}_\alpha \cdot \mathbf{d} | e \rangle E_{1,2}}{\hbar}$ ， $\alpha = 1, 2$ ，拉比频率 $\Omega_R = \frac{\Omega_1 \Omega_2}{2\Delta}$ 。由于两束拉曼光频率相近且同向，即 $k_1 = k_2$ ，设相位差 $\varphi_1 - \varphi_2 = \phi$ 。经过么正变换，有效哈密顿量

$$H_{\text{eff}} = U^\dagger H U = \begin{pmatrix} \frac{P^2}{2m} + \delta_1 & \frac{\hbar\Omega_\alpha}{2} \\ \frac{\hbar\Omega_\alpha}{2} & \frac{P^2}{2m} + \delta_2 \end{pmatrix} \quad (7.2)$$

其中么正矩阵为

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\phi} \end{pmatrix} \quad (7.3)$$

可以看到最终的受激拉曼跃迁过程与两束拉曼光的相位没有关系。

如图 7.1(b)所示为加入另一对蓝失谐拉曼光时的受激拉曼过程。 $\Delta_3 = \omega_{01} - \omega_3$ ， $\Delta_2 = \omega_{02} - \omega_4$ 。利用么正变换后的有效哈密顿量

$$H'_{\text{eff}} = \begin{pmatrix} \frac{P^2}{2m} + \delta_1 + \delta_3 & \frac{\hbar}{2} \sqrt{\Omega_R^2 + \Omega'_R{}^2 + 2\Omega_R \Omega'_R \cos(\Delta\phi)} \\ \frac{\hbar}{2} \sqrt{\Omega_\alpha^2 + \Omega'_\alpha{}^2 + 2\Omega_\alpha \Omega'_\alpha \cos(\Delta\phi)} & \frac{P^2}{2m} + \delta_2 + \delta_4 \end{pmatrix} \quad (7.4)$$

么正变换矩阵

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\phi} \end{pmatrix} \quad (7.5)$$

其中 $\phi = \arctan\left(\frac{\Omega_R \sin(\phi)}{\Omega_R \cos(\phi) + \Omega'_R}\right)$

当两对拉比频率相等时，即 $\Omega_R = \Omega'_R$ ，

$$H'_{\text{eff}} = \begin{pmatrix} \frac{p^2}{2m} + \delta_1 + \delta_3 & \hbar\Omega_\alpha \cos(\phi/2) \\ \hbar\Omega_\alpha \cos(\phi/2) & \frac{p^2}{2m} + \delta_2 + \delta_4 \end{pmatrix} \quad (7.6)$$

图 7.2(a)和 7.2(b)分别画出两种拉曼跃迁基态 $|g_1\rangle$ 的原子布居数占总原子数的比例，两对拉曼过程与拉曼光相位差有关，会出现彼此抵消涨落的现象。

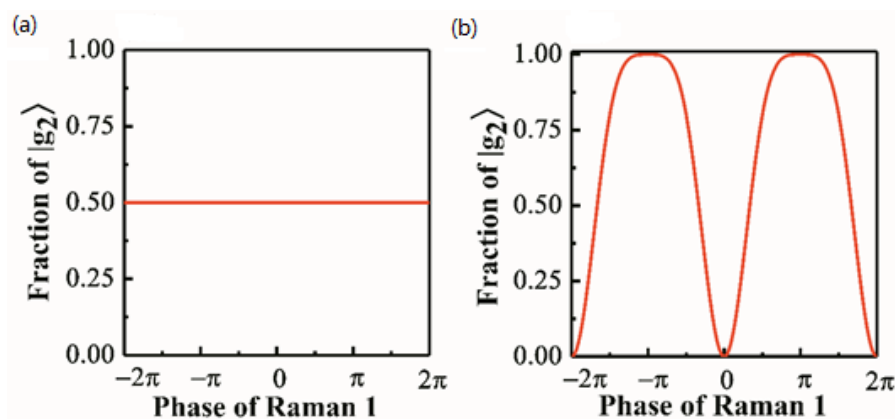


图 7.2 原子在末态能级布居分布与拉曼光相位的关系图。(a) 一对拉曼跃迁过程；(b) 两对拉曼跃迁过程。

### 7.3 实验过程

如图所示，1，2 和 3，4 分别为一对红蓝失谐的拉曼光，射频信号源是 keysight 公司 PXI 9010A 同相位信号源，1，2 和 3，4 射频信号分别经过混频器，放大器驱动 AOM。从 AOM 出来的两束+1级衍射光，经过准直透镜后分别，用半波片将两束光的偏振调至互相垂直（满足相邻自旋态的跃迁选择定则）。两对拉曼光经过偏振分光棱镜(PBS 合束)聚焦到原子上。

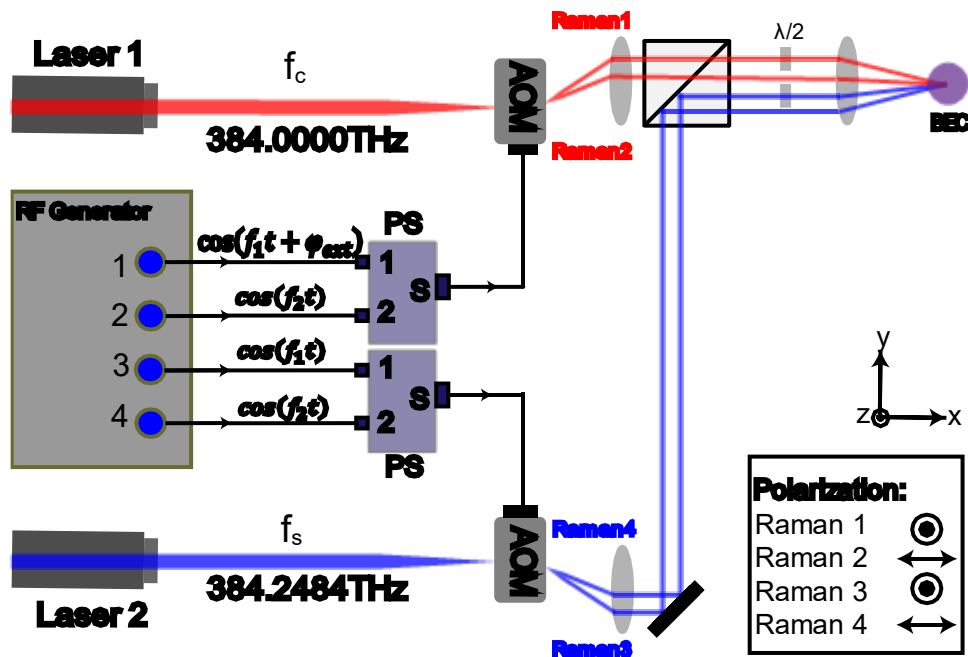


图 7.3 实验光路图

实验上，分别用一对和两对拉曼跃迁过程耦合 $|F = 1, m_F = 0\rangle$ 和 $|F = 1, m_F = 1\rangle$ 态，其中 $|F = 1, m_F = 0\rangle$ 为初始态。首先分别通过观察 TOF 15ms 吸收成像后 $|F = 1, m_F = 0\rangle$ 布居数的百分比，将两对拉曼跃迁强度通过时间设定在 50% (时间约为 $\pi/4$ 脉冲时间)，然后扫描一路拉曼光的相位，测得如图数据，其中图 7.4(a)表示的是 1, 2 的拉曼过程，图 7.4(b)表示的是 1, 2 和 3, 4 的拉曼过程。

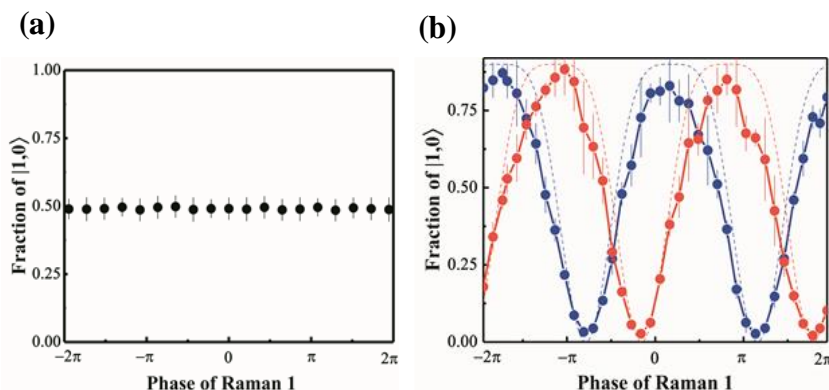


图 7.5 末态 $|F = 1, m_F = 0\rangle$ 的布居百分比。(a) 一对拉曼跃迁过程；(b) 两对拉曼跃迁过程。

### 7.4 小结

本章详细推导和理解了受激拉曼跃迁的基本原理，巧妙地利用光路消除了其它

不稳定的相位差，实现了双拉曼受激跃迁的实验观测和激光相位调控跃迁强度，为今后实验方案提供宝贵基础。



## 参考文献

- [1] 黄良辉. 强相互作用和二维自旋-轨道耦合的超冷费米气体[D].山西大学,2016.
- [2] Vitanov N V, Rangelov A A, Shore B W, et al. Stimulated Raman adiabatic passage in physics, chemistry, and beyond[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2017, 89 (1): 015006.
- [3] Kasevich M, Chu S. Laser cooling below a photon recoil with three-level atoms[J]. *Physical review letters*, 1992, 69 (12): 1741.
- [4] Davidson N, Lee H J, Kasevich M, et al. Raman cooling of atoms in two and three dimensions[J]. *Physical Review Letters*, 1994, 72 (20): 3158.
- [5] Boyer V, Lising L, Rolston S, et al. Deeply subrecoil two-dimensional Raman cooling[J]. *Physical Review A*, 2004, 70 (4): 043405.
- [6] Reichel J, Morice O, Tino G, et al. Subrecoil Raman cooling of cesium atoms[J]. *EPL (Europhysics Letters)*, 1994, 28 (7): 477.
- [7] Kasevich M, Chu S. Measurement of the gravitational acceleration of an atom with a light-pulse atom interferometer[J]. *Applied Physics B*, 1992, 54 (5): 321-332.
- [8] Sorrentino F, Bodart Q, Cacciapuoti L, et al. Sensitivity limits of a Raman atom interferometer as a gravity gradiometer[J]. *Physical review A*, 2014, 89 (2): 023607.
- [9] Biedermann G, Wu X, Deslauriers L, et al. Testing gravity with cold-atom interferometers[J]. *Physical Review A*, 2015, 91 (3): 033629.
- [10] Lin Z, Zong-Yuan X, Wei Y, et al. Measurement of local gravity via a cold atom interferometer[J]. *Chinese Physics Letters*, 2011, 28 (1): 013701.
- [11] Rosi G, Sorrentino F, Cacciapuoti L, et al. Precision measurement of the Newtonian gravitational constant using cold atoms[J]. *Nature*, 2014, 510 (7506): 518-521.
- [12] Ketterle W. Nobel lecture: When atoms behave as waves: Bose-Einstein condensation and the atom laser[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2002, 74 (4): 1131.
- [13] Moy G, Hope J, Savage C. Atom laser based on Raman transitions[J]. *Physical Review A*, 1997, 55 (5): 3631.
- [14] Kasevich M, Chu S. Atomic interferometry using stimulated Raman transitions[J]. *Physical Review Letters*, 1991, 67 (2): 181.
- [15] Gaëtan A, Evellin C, Wolters J, et al. Analysis of the entanglement between two

individual atoms using global Raman rotations[J].New Journal of Physics,2010, 12 (6): 065040.

[16] Fu Z, Wang P, Chai S, et al.Bose-Einstein condensate in a light-induced vector gauge potential using 1064-nm optical-dipole-trap lasers[J].Physical Review A,2011, 84 (4): 043609.

[17] Lin Y-J, Compton R L, Perry A R, et al.Bose-Einstein condensate in a uniform light-induced vector potential[J].Physical Review Letters,2009, 102 (13): 130401.

[18] Spielman I B.Raman processes and effective gauge potentials[J].Physical Review A,2009, 79 (6): 063613.

[19] Wang P, Yu Z-Q, Fu Z, et al.Spin-orbit coupled degenerate Fermi gases[J].Physical review letters,2012, 109 (9): 095301.

[20] 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.

[21] Lin Y-J, Jiménez-García K, Spielman I B.Spin-orbit-coupled Bose-Einstein condensates[J].Nature,2011, 471 (7336): 83-86.

[22] Lin Y-J, Compton R L, Jiménez-García K, et al.Synthetic magnetic fields for ultracold neutral atoms[J].Nature,2009, 462 (7273): 628-632.

## 第八章 自旋轨道角动量耦合

本章主要介绍了自旋轨道角动量耦合 (spin-orbital-angular-momentum couple) 的发展历史和初步搭建的实验装置。

### 8.1 发展历史

涡流在拓扑结构中扮演了重要的角色, 比如量子自旋液体<sup>[1-4]</sup>、超导<sup>[5-8]</sup>和旋量 BEC<sup>[9-12]</sup>。1962 年斯格明子 (skyrmion) 由英国物理学家 T. Skyrme 提出, 是一种受拓扑保护的自旋准粒子<sup>[13]</sup>。目前磁性材料的存储是利用原子内部电子旋转指向相同, 对外表现磁场, 然后以 0, 1 为信息写入介质中, 形成存储数据。而 skyrmion 因为内部的电子指向不同, 存储粒子可以做到 5nm 以下, 极大缩小了存储介质的体积。实验证明, 斯格明子结构具有很高的稳定性, 并且可以被很低的电流驱动, 被认为是未来低功耗, 小体积, 高速运转的存储媒介<sup>[14-16]</sup>。

自斯格明子提出, 已经在玻色爱因斯坦凝聚体<sup>[17-21]</sup>、液晶<sup>[22,23]</sup>、量子霍尔铁磁体<sup>[24,25]</sup>、单分子层铁磁体<sup>[26]</sup>、手性磁性材料<sup>[27-29]</sup>, 超导<sup>[30,31]</sup>、参杂层反铁磁体<sup>[32,33]</sup>和二维电子气体<sup>[34]</sup>等材料中发现。斯格明子是由电子的自旋轨道耦合相互作用形成的, 具有微纳米尺度范围的自旋涡流结构。2009 年, K. C. Wright 等人利用拉盖尔高斯拉曼跃迁, 在自由飞行中的 <sup>87</sup>Rb BEC 中获得了斯格明子<sup>[19]</sup>, 之后 Choi 等利用磁场零点实现了 <sup>23</sup>Na BEC 的斯格明子<sup>[18]</sup>, Lin 等人观察到了坠饰态下自旋与轨道角动量耦合之间的相关性, 和自旋织构的特征<sup>[35]</sup>, 之后利用光诱导方位角规势旋转量子气体, 观察到 Hess-Fairbank 效应<sup>[36]</sup>。数理所江开军小组, 利用自旋轨道角动量耦合, 第一次获得完整基态相图。

### 8.2 实验装置

如图所示, 在重力方向, 搭建束拉曼光。为了实现涡旋与 BEC 在同一尺度上, 我们将两束拉曼光扩束, 选用透镜组分别为 -50mm 和 150mm。其中一束拉曼光中经过螺旋相位片(SPP), 产生拉盖尔(LG)高斯光束, 然后经过 PBS 合束, 指向 BEC。

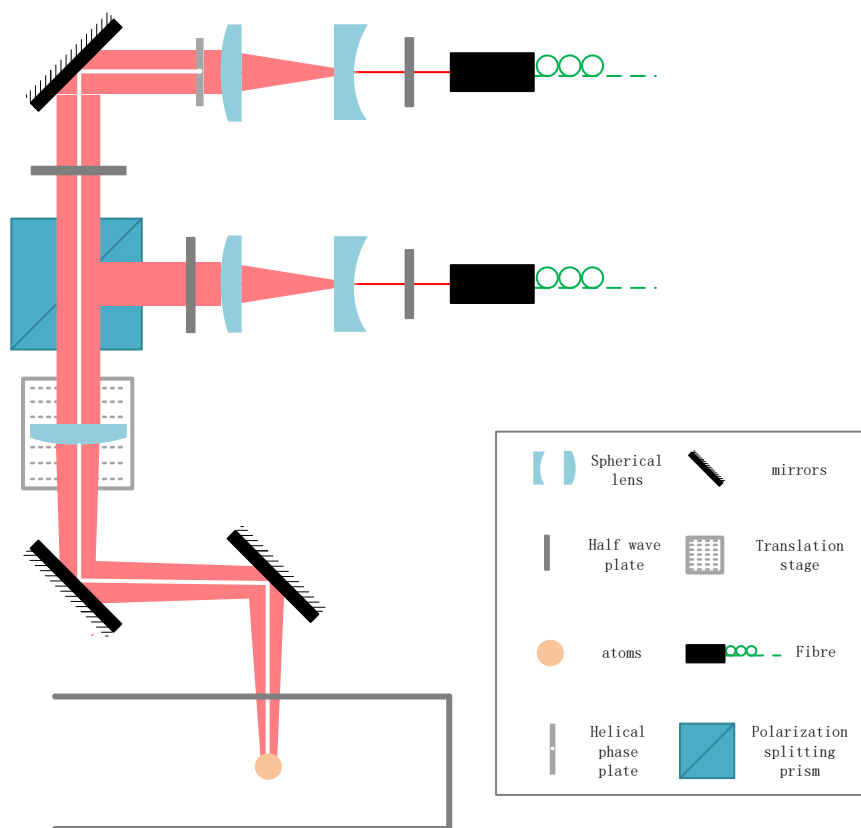


图 9.1 LG 高斯光拉曼跃迁光路图

实验上，首先将磁场梯度增加到 30G，然后关闭偶极光阱，自由飞行 10ms，打开一个 $\pi$ 脉冲（激光波长是 788nm，功率分别为 25mW 和 30mW）。将 $|F = 1, m_F = 1\rangle$ 自旋态拉曼跃迁到 $|F = 1, m_F = 0\rangle$ 态，在水平方向吸收成像。如图 9.1(a) 所示，在图 9.2 (a) 的基础上，如果在水平同样加一束远失谐 787nm 的 LG 高斯光，中心涡旋大小比 BEC 尺寸小，由于光频移可以实现末态 $|F = 1, m_F = 0\rangle$ 中心出现涡旋，如图 9.2 (b)。

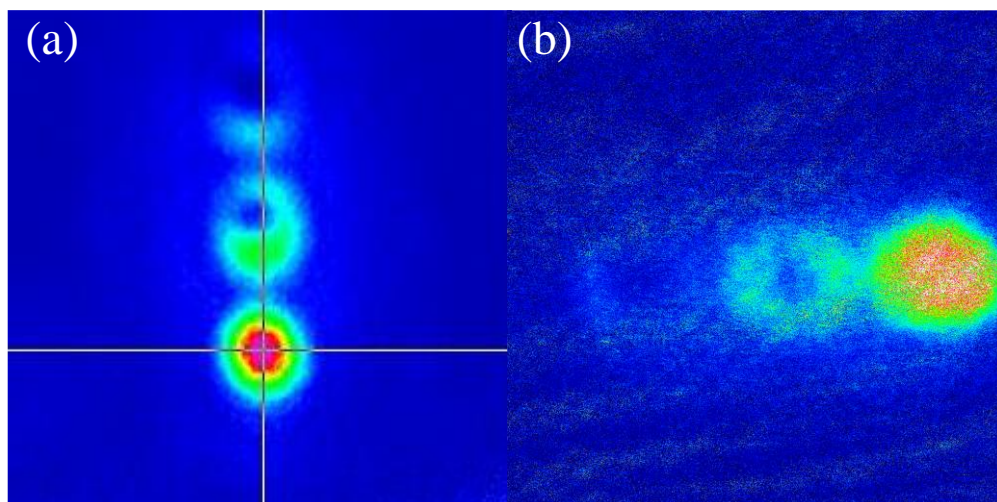


图 9.2 (a) 竖直成像，由 LG 高斯拉曼跃迁导致；(b) 水平成像，由于光频移，原子中心部分不再与拉曼跃迁频率共振，导致只有外环跃迁到 $|F = 1, m_F = 0\rangle$ 。

### 8.3 小结

目前已经在偶极光阱中实现 BEC 的自旋轨道角动量耦合，配合一束圆偏振光实现光频移，可以构造原子末态原子四个方向上的涡旋。该工作为后续研究磁性材料中斯格明子结构提供了实验基础。

## 参考文献

- [1] Tosi G, Christmann G, Berloff N, et al. Geometrically locked vortex lattices in semiconductor quantum fluids[J]. *Nature Communications*, 2012, 3 (1): 1-5.
- [2] Bleu O, Malpuech G, Solnyshkov D. Robust quantum valley Hall effect for vortices in an interacting bosonic quantum fluid[J]. *Nature Communications*, 2018, 9 (1): 1-7.
- [3] Dominici L, Dagvadorj G, Fellows J M, et al. Vortex and half-vortex dynamics in a nonlinear spinor quantum fluid[J]. *Science Advances*, 2015, 1 (11): e1500807.
- [4] Carusotto I, Ciuti C. Quantum fluids of light[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2013, 85 (1): 299.
- [5] Lake B, Aeppli G, Clausen K, et al. Spins in the vortices of a high-temperature superconductor[J]. *Science*, 2001, 291 (5509): 1759-1762.
- [6] Blatter G, Feigel'man M V, Geshkenbein V B, et al. Vortices in high-temperature superconductors[J]. *Reviews of Modern Physics*, 1994, 66 (4): 1125.
- [7] Harada K, Matsuda T, Bonevich J, et al. Real-time observation of vortex lattices in a superconductor by electron microscopy[J]. *Nature*, 1992, 360 (6399): 51-53.
- [8] Bardeen J, Stephen M. Theory of the motion of vortices in superconductors[J]. *Physical Review*, 1965, 140 (4A): A1197.
- [9] Mizushima T, Machida K, Kita T. Mermin-Ho vortex in ferromagnetic spinor Bose-Einstein condensates[J]. *Physical Review Letters*, 2002, 89 (3): 030401.
- [10] Wright K, Leslie L, Hansen A, et al. Sculpting the vortex state of a spinor BEC[J]. *Sculpting the vortex*, 2009, 102 (3): 030405.
- [11] Isoshima T, Machida K, Ohmi T. Quantum vortex in a spinor Bose-Einstein condensate[J]. *Journal of the Physical Society of Japan*, 2001, 70 (6): 1604-1610.
- [12] Kawaguchi Y, Ueda M. Spinor Bose-Einstein condensates[J]. *Physics Reports*, 2012, 520 (5): 253-381.
- [13] Skyrme T H R. A unified field theory of mesons and baryons[J]. *Nuclear Physics*, 1962, 31: 556-569.
- [14] 江万军. 磁性多层膜中斯格明子的前景与挑战[J]. *物理*, 2020, 49 (2): 77-83.

- [15] 田明亮.在尺寸受限体系中的磁斯格明子[J].物理,2020, 49 (2): 69-76.
- [16] 刘益, 钱正洪, 朱建国.室温磁性斯格明子材料及其应用研究进展[J].物理学报,2020, 69 (23): 231201-1-231201-16.
- [17] Leslie L, Hansen A, Wright K, et al.Creation and detection of skyrmions in a Bose-Einstein condensate[J].Physical Review Letters,2009, 103 (25): 250401.
- [18] Choi J-Y, Kwon W J, Shin Y-I.Observation of topologically stable 2D skyrmions in an antiferromagnetic spinor Bose-Einstein condensate[J].Physical Review Letters,2012, 108 (3): 035301.
- [19] Wright K C, Leslie L S, Hansen A, et al.Sculpting the vortex state of a spinor BEC[J].Sculpting the vortex,2009, 102 (3): 030405.
- [20] Savage C, Ruostekoski J.Energetically stable particlelike skyrmions in a trapped Bose-Einstein condensate[J].Physical Review Letters,2003, 91 (1): 010403.
- [21] Ruostekoski J, Anglin J.Creating vortex rings and three-dimensional skyrmions in Bose-Einstein condensates[J].Physical Review Letters,2001, 86 (18): 3934.
- [22] Fukuda J-I, Žumer S.Quasi-two-dimensional Skyrmion lattices in a chiral nematic liquid crystal[J].Nature Communications,2011, 2 (1): 1-5.
- [23] Nych A, Fukuda J-I, Ognysta U, et al.Spontaneous formation and dynamics of half-skyrmions in a chiral liquid-crystal film[J].Nature Physics,2017, 13 (12): 1215-1220.
- [24] Sondhi S L, Karlhede A, Kivelson S, et al.Skyrmions and the crossover from the integer to fractional quantum Hall effect at small Zeeman energies[J].Physical Review B,1993, 47 (24): 16419.
- [25] Yang K, Sarma S D, Macdonald A.Collective modes and skyrmion excitations in graphene S U (4) quantum Hall ferromagnets[J].Physical Review B,2006, 74 (7): 075423.
- [26] Yokota T.Various Topological Spin Textures in a Two-Dimensional Heisenberg Ferromagnet with Dipole–Dipole Interactions[J].Journal of the Physical Society of Japan,2020, 89 (1): 014706.
- [27] Boulle O, Vogel J, Yang H, et al.Room-temperature chiral magnetic skyrmions in ultrathin magnetic nanostructures[J].Nature Nanotechnology,2016, 11 (5): 449.
- [28] Chacon A, Heinen L, Halder M, et al.Observation of two independent skyrmion phases

- in a chiral magnetic material[J].*Nature Physics*,2018, 14 (9): 936-941.
- [29] Seki S, Ishiwata S, Tokura Y.Magnetolectric nature of skyrmions in a chiral magnetic insulator  $\text{Cu}_2\text{OSeO}_3$ [J].*Physical Review B*,2012, 86 (6): 060403.
- [30] Erten O, Chang P-Y, Coleman P, et al.Skyrme insulators: insulators at the brink of superconductivity[J].*Physical Review Letters*,2017, 119 (5): 057603.
- [31] Garnier M, Mesaros A, Simon P.Topological superconductivity with deformable magnetic skyrmions[J].*Communications Physics*,2019, 2 (1): 1-8.
- [32] Raičević I, Popović D, Panagopoulos C, et al.Skyrmions in a doped antiferromagnet[J].*Physical Review Letters*,2011, 106 (22): 227206.
- [33] Liu Z, Ian H.Numerical studies on antiferromagnetic skyrmions in nanodisks by means of a new quantum simulation approach[J].*Chemical Physics Letters*,2016, 649: 135-140.
- [34] Brey L, Fertig H, Côté R, et al.Skyrme crystal in a two-dimensional electron gas[J].*Physical Review Letters*,1995, 75 (13): 2562.
- [35] Chen H R, Lin K Y, Chen P K, et al.Spin-Orbital-Angular-Momentum Coupled Bose-Einstein Condensates[J].*Physical Review Letters*,2018, 121 (11): 113204.
- [36] Chen P K, Liu L R, Tsai M J, et al.Rotating Atomic Quantum Gases with Light-Induced Azimuthal Gauge Potentials and the Observation of the Hess-Fairbank Effect[J].*Physical Review Letters*,2018, 121 (25): 250401.

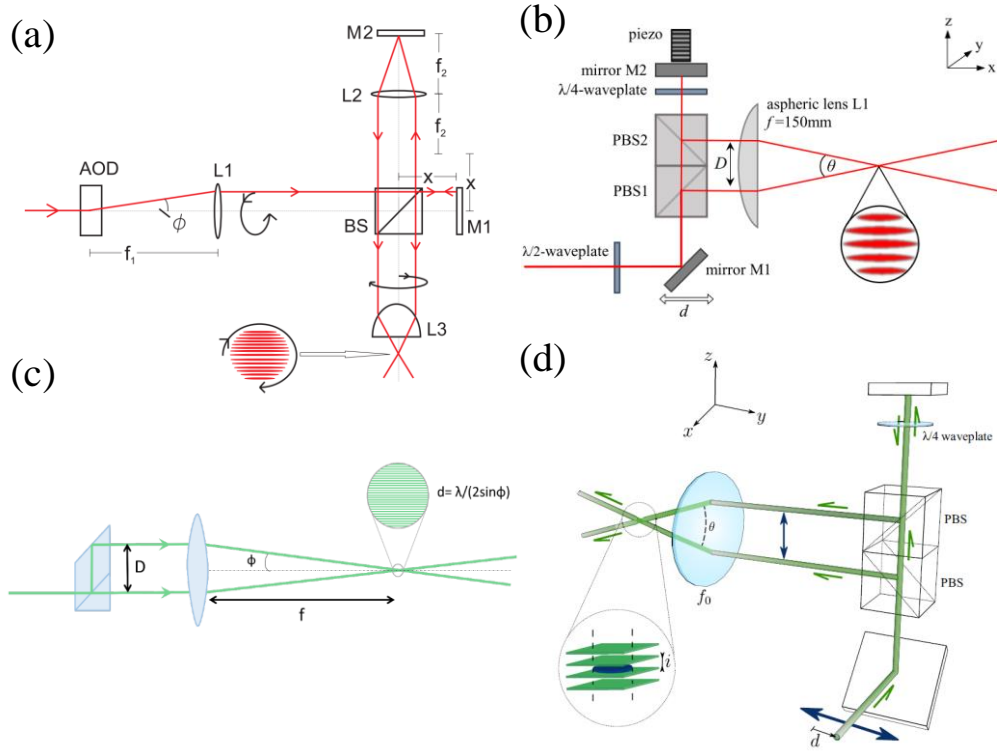


## 第九章 准二维超冷气体

本章首先介绍了准二维(Quasi two-dimensional)气体的物理特性和研究热点，然后介绍了利用一维光晶格将 BEC 由三维压缩到二维的实验装置和步骤，最后计划了下一步的研究内容。

### 9.1 背景介绍

利用可调间距的两束平行光经过透镜产生干涉条纹的技术早在 2003 年就被应用到产生周期起伏变化的光栅上<sup>[1]</sup>，后来人们还将光栅信息写到硅基板上<sup>[2]</sup>。第一次将该技术应用到意大利 LEN 实验室 Massimo Inguscio 小组，通过原位观测，将 BEC 装载到  $20\mu\text{m}$  晶格常数的一维光晶格中，然后将 BEC 压缩至  $10\mu\text{m}$ ，研究了系统的输运特性及扩展后的干涉图样，观察到不同于三维 BEC 的许多物理特性<sup>[3]</sup>。后来 2006 年，William D. Phillips 小组利用手风琴形状(accordion)的一维光晶格分别将  $^{87}\text{Rb}$  BEC 压缩到一维和二维空间尺度上，并在二维 BEC 中观察到了在 BKT(Berezinskii-Kosterlitz-Thouless)相变点附近与温度相关的空间相位抖动<sup>[4]</sup>。之前实验装置都只是机械地控制反射镜或者折射镜达到控制两束光间距的效果，直到 2008 年，C.J. Foot 小组利用组合的声光偏转器(AOD)实现旋转的 accordion lattice<sup>[5]</sup>。现在已经有很多小组已经实现准二维气体<sup>[6-11]</sup>，并研究与拓扑有关的物理现象<sup>[8,12-14]</sup>，同时，二维量子气体也是研究多体局域化的理想平台<sup>[15,16]</sup>。

图 9.1 图来自<sup>[5,6,12,13]</sup>。不同小组的实验方案。

## 9.2 理论介绍

### 9.2.1 Quasi-2D BEC GPE 方程

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar}{2m} \nabla^2 \psi + \frac{\hbar}{m} g |\psi|^2 \psi \quad (9.1)$$

其中,  $\psi(r, t)$  是均匀二维气体的波函数,  $g = \sqrt{8\pi}a/l_z$  描述相互作用强度,  $l_z = \sqrt{\hbar m \omega_z}$  是在  $z$  方向束缚的谐振子长度。

### 9.2.1 Accordion Lattice 设计

如图所示, 两束间距为  $2d$  互相平行的激光沿焦距为  $f$  非球面镜法线两侧入射, 会聚到玻璃腔室中的原子上, 两束光会聚夹角为  $\theta$ , 则干涉条纹间距

$$s = \frac{\lambda}{2\sin\theta} \quad (9.2)$$

其中  $\lambda$  是激光波长, 又由几何关系

$$\sin \theta = \frac{d}{\sqrt{d^2 + f^2}} \quad (9.3)$$

所以干涉条纹间距可以表示为

$$s = \frac{\lambda}{2} \sqrt{1 + \left(\frac{f}{2d}\right)^2} \quad (9.4)$$

又 $\left(\frac{f}{2d}\right)^2 \gg 1$ , 即有

$$s \approx \frac{\lambda f}{4d} \quad (9.5)$$

对于给定实验参数 $\lambda = 532\text{nm}$ ,  $f = 150\text{mm}$ ,  $3.5\mu\text{m} \leq s \leq 26.7\mu\text{m}$ , 可以计算出两束光的间距  $3\text{cm} \leq 2d \leq 22.8\text{cm}$ 。

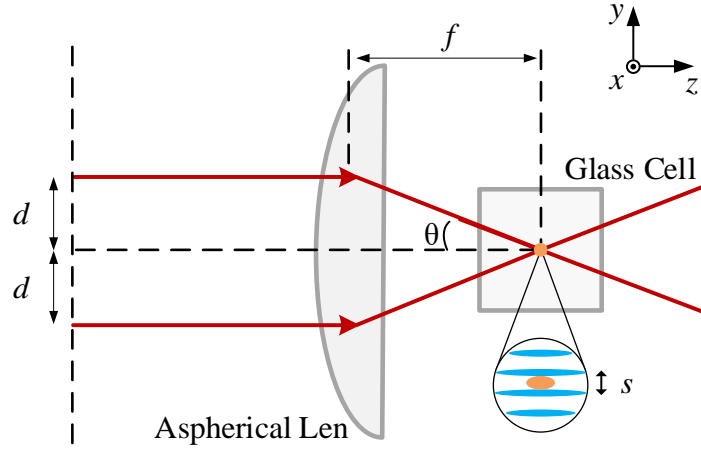


图 9.2 Accordion lattice 的实验装置图

### 9.2.1 Accordion Lattice 阱深和束缚频率

沿  $z$  轴传播功率为  $2P$  的两束光在原子处干涉的光强分布如下

$$I(x, y) = \frac{2P}{\pi\omega_x(z)\omega_y(z)} \quad (9.6)$$

其中 $\omega_x(z)$ 和 $\omega_y(z)$ 是  $x$ ,  $y$  方向的腰斑大小, 对于  $532\text{nm}$  激光, 我们希望 $\phi = -\pi/2$ , 即原子处于干涉条纹的暗斑。实验中,  $\omega_{x, y}$ 在原子云处的光斑大小约为  $340\mu\text{m}$ , 干涉条纹间距最大  $25\mu\text{m}$ , 所以光强近似写成

$$I(x, y) \approx \frac{8P}{\pi\omega_x\omega_y} \sin^2\left(\frac{kd}{f}y\right) \approx \frac{8k^2d^2P}{\pi f^2\omega_x\omega_y} y^2 = \frac{8\pi P}{\omega_x\omega_y} \frac{y^2}{s^2} \quad (9.7)$$

由偶极势公式 6.30, 可得

$$V(x, y) = \frac{12\pi^2 c^2 \Gamma P}{\omega_0^3 \delta \omega_x \omega_y} \frac{y^2}{s^2} \quad (9.8)$$

又谐振子势阱  $V = \frac{1}{2} m \omega_{tr}^2 y^2$ , 所以可以得到束缚频率

$$\omega_{tr}^2 = \frac{24\pi^2 c^2 \Gamma P}{m \omega_0^3 \delta \omega_x \omega_y s^2} \quad (9.9)$$

在原子附近, 当  $y=0$  对应暗斑中心; 当  $\frac{kd}{f}y = \frac{\pi}{2}$  时, 对应干涉亮斑中心, 所以此时最大最小势阱差为阱深

$$V_{\text{trap}} = \frac{12\pi^2 c^2 \Gamma P}{\omega_0^3 \delta \omega_x \omega_y} \quad (9.10)$$

## 9.3 实验设计

### 9.3.1 声光偏转器 AOD

实验上, AOD 起到调节两束光间距的作用, 它的优点明确, 就是减小机械振动, 操控上也更加简单。我们购买的是 AA 公司 DTSX@532nm 的 AOD, 与声光调制 AOM 不同的是, 在维持 50% 的衍射效率时, 射频带宽很宽, 其次 AOD 的入射孔径较大。

按照说明, 我们将入射光的偏振调到与 AOD 表面相平行, 设置 RF 中心频率为 91MHz, 轻微转动 AOD, 衍射出 -1 级的光, 然后调节 AOD 镜架, 让衍射效率最大, 可以达到 80%, 此时倾仰角度对衍射效率影响明显。扫描 RF 信号, 可以得到衍射效率的衰减图。如图(b)所示, 最高衍射效率的一半的带宽为 18MHz, 这一数据与说明书陈述的有较大的出入, 猜测原因可能是没有使用配套 AA 公司的驱动电源。

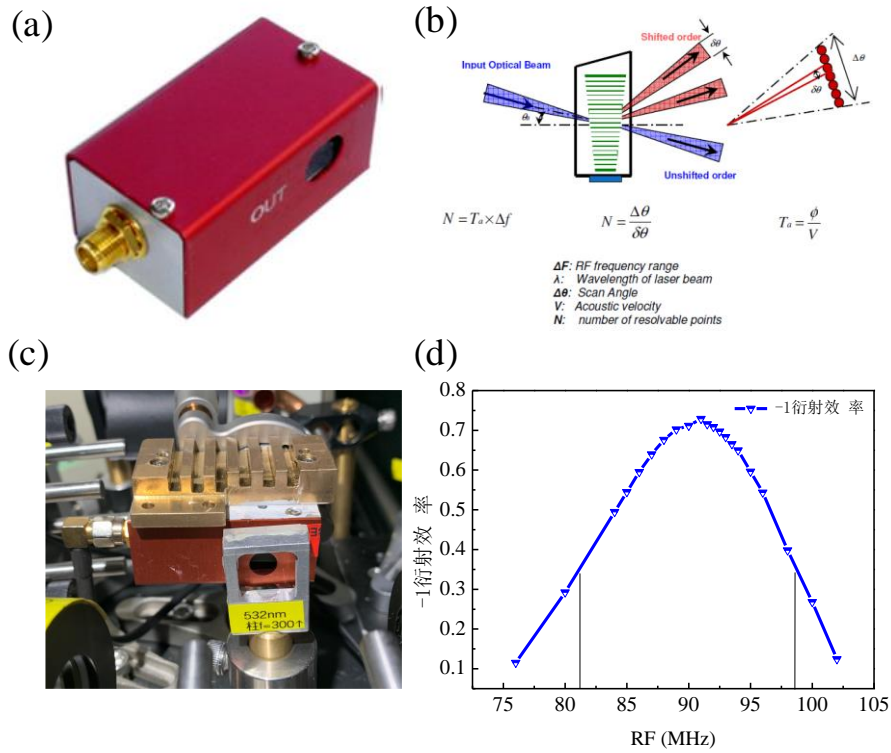


图 9.3 (a) AOD 装置图，来自<sup>[17]</sup>，对入射光的方向和偏振都有要求；(b) AOD 衍射原理，来自<sup>[17]</sup>；(c) 实验光路中的 AOD；(d) 实验测得 AOD 的衍射效率与带宽的关系。

### 9.3.2 准直透镜

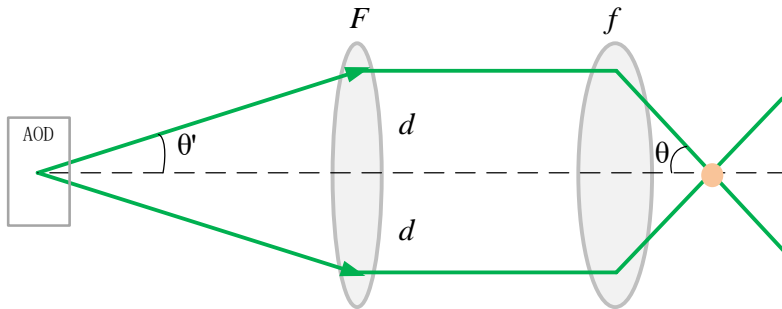


图 9.4 通过一组望远镜透镜将 Accordion lattice 的大角度  $\theta$  转化成 AOD 的小角度  $(f/F)\theta$  控制，同时透镜  $F$  起到维持 accordion beams 相互平行的作用。

如图 9.4 所示，为一组望远镜系统， $\theta = (F/f)\theta'$ ，对于给定焦距的( $f=150\text{mm}$ )非球面透镜， $\theta$ 与  $F$ ， $\theta'$ 成反比，在有限的射频带宽下，应尽量减小射频扫描范围，所以要选择合适的  $F$  是非常重要的。

因为  $F \gg d$ ，所以  $\theta' \approx d/F$ ，又由式 9.5，即可的得

$$s \approx \frac{\lambda f}{4\theta'F} \quad (9.6)$$

其中  $\lambda = 532 \times 10^{-9} \text{ nm}$ ,  $f=150 \text{ mm}$ ,  $3.5\mu\text{m} \leq s \leq 26.7\mu\text{m}$ , 根据 AOD 带宽和平台空间, 最终选取  $F = 700\text{mm}$  为合适透镜焦距。

### 9.3.3 非球面透镜

对于曲面均匀变化的球面镜来说, 平行光入射后焦点会在焦平面前后分布。当两束激光间距动态变化时, 会导致交叉点前后移动, 这对于光晶格来说是致命的, 剧烈抖动会使原子加热, 为此我们分别选用球面镜和非球面镜做了详细对比, 非球面透镜购买自 Thorlab 公司, 型号 ACL7560U-A, 因直径 75mm, 所以裁掉了两侧。如图 9.5 (a) 是球面镜测得原子位置的两个光斑位置, 上图表示在 x 水平方向上测得的光斑位置, 其中黑色方形代表上光束(upper), 红色圆形代表下光束(bottom), 可以明显看到在 102MHz 频率的时候, 两个光斑重合, 逐渐改变频率, 两个光斑分开, 两光斑最大距离差是  $50\mu\text{m}$ , 在竖直方向 y 轴上, 两个光斑交叉两次, 最大距离差是  $80\mu\text{m}$ 。图(b)是非球面镜测得的数据, 可以明显看到在 x 轴方向两个光斑基本重合, y 轴方向之间的距离没有出现剧烈抖动。

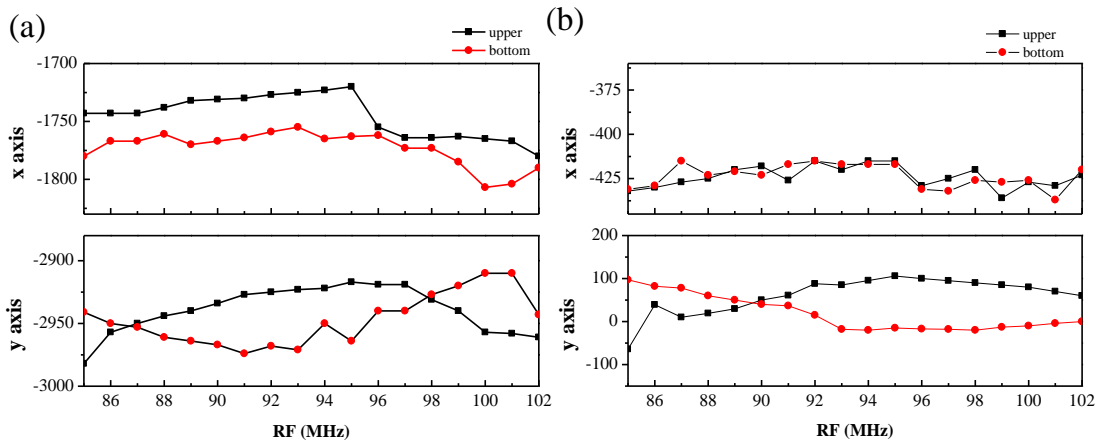


图 9.5 焦平面 accordion beams 的位置随射频场的变化。(a) 表示球面透镜 x 和 y 轴光斑的位置的变化; (b) 表示非球面透镜 x 和 y 轴的光斑位置的变化。

### 9.3.4 压电陶瓷调相位

两束光干涉产生的暗斑位置会随室温和激光的相对相位变化而改变, 因此需要精密调节干涉相位, 如图 9.6(a)所示, 在光晶格下光的零度反射镜粘贴到压电陶瓷上,

通过高压放大器调节波长相位, 使原子在装载的初始时刻完全在干涉暗斑处。图 9.6(b) 为将 accordion beams 聚焦到 CCD 上观察到的干涉条纹。

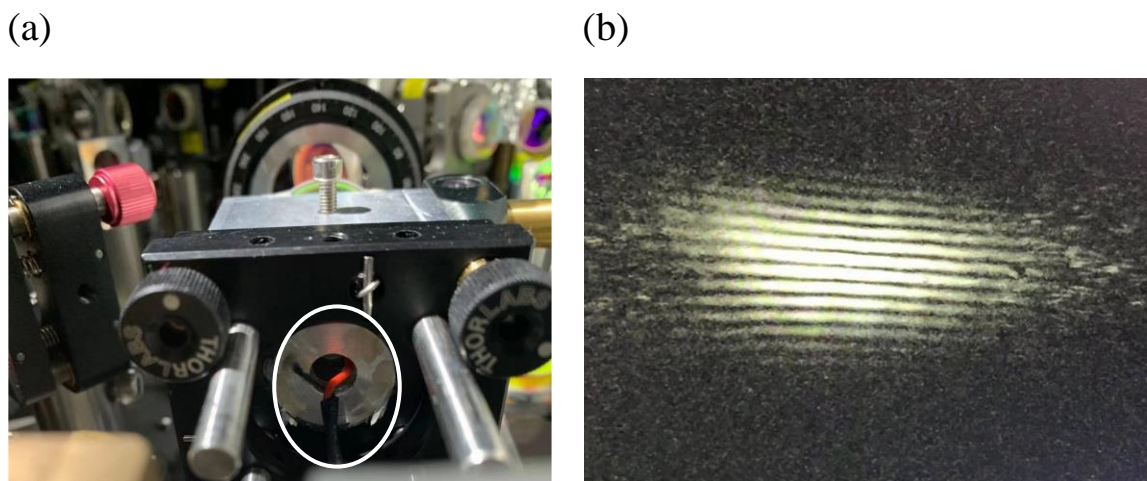


图 9.7 (a) 白色标记的部分是  $0^\circ$  反射镜粘在压电陶瓷上, 并且固定在镜架上; (b) 两束光聚焦子在 CCD 上直接观测到 accordion lattice。

## 9.4 实验装置与制备 2D BEC

### 9.4.1 实验装置

激光由 532nm 激光器出射, 经过透镜准直平行, 然后经过焦距为  $f=300\text{mm}$  的球面镜 A 和柱面镜 B, 以水平 2mm 竖直 5mm 的长度会聚到 AOD 上, 从 AOD 出射后经过 0.7m 的高斯光空间变化, 到达  $f=700\text{mm}$  的透镜。这个透镜位置的选取十分重要, AOD 的 0 级光和 -1 级光经过透镜后一直保持平行, 当我们扫描 RF 驱动频率时, -1 级光在透镜后的光路也互相保持平行, 即透镜后近场与远场的扫描距离一致。然后再经过  $45^\circ\text{HR}$  高反镜, 有很微弱的一部分光透过反射镜, 用焦距为 30mm 的透镜聚焦进光电二极管探测器, 用于实验过程中的光强反馈。

当改变 AOD 驱动频率时, 光路水平扫描。将光路通过图中反射镜和 PBS, 扫描方向转变成竖直方向, 此时光路被分成两束功率相同且互相平行的高斯光束, 偏振沿 y 方向。实验中, 为了将两束光完全干涉, 产生功率最弱的暗斑, 需要将两束光的偏振方向调到 x 方向, 这个时候的干涉条纹是暗亮均匀分布, 没有背底的交替条纹。

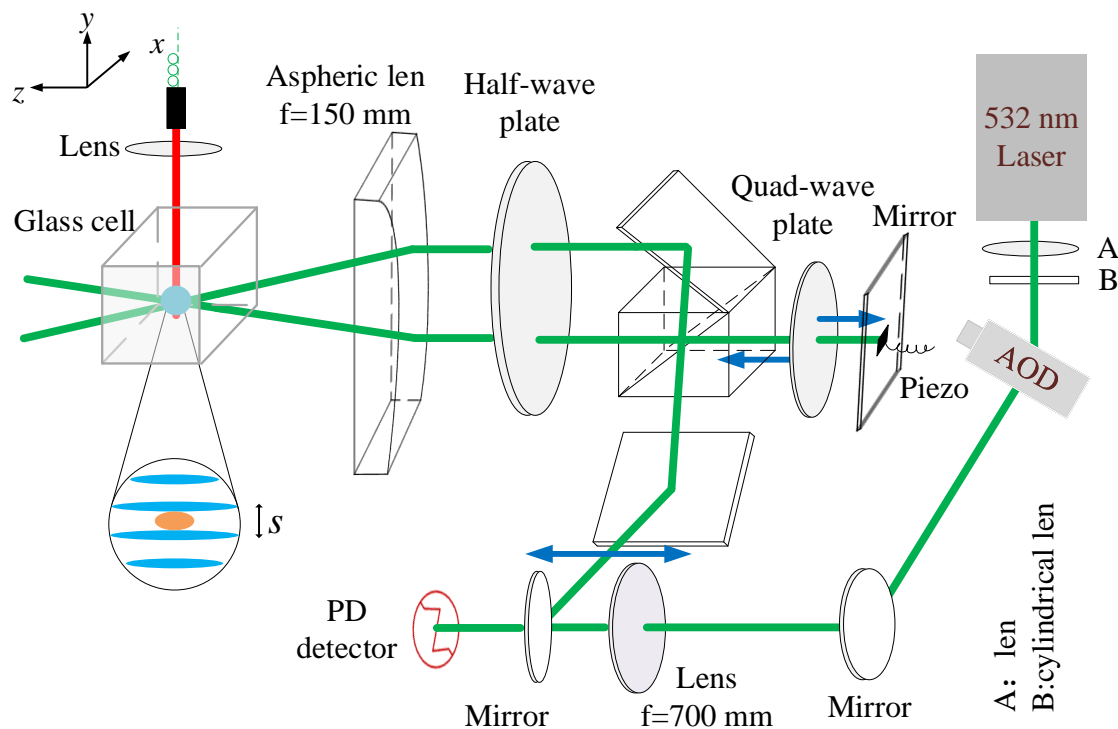


图 9.8 accordion 实验装置图

由半波片出射的激光经过  $f=150\text{mm}$  的非球面透镜(Aspheric lens)会聚到原子上, 最终在  $y$  轴方向产生一层一层的交替的亮暗平面。

#### 9.4.2 水平光对准原子

实验装置和光路准备好之后, 如何让原子处于非球面透镜的焦平面上, 并且让两束光在原子处的位置抖动最小, 两束光的移动必须沿重力方向等都是要解决和优化的问题。

因为光路在经过水平扫描转向竖直扫描的过程中, 不能确保在空间上翻转  $90^\circ$ , 所以当 AOD 水平驱动光路扫描时, 光束并不一定沿  $y$  轴扫描, 有可能有非常小的夹角, 这样小角度会导致 2DBEC 分布不均匀, 甚至会因为重力原因逃脱出束缚阱, 如图 9.9 (a)。如何确保两束光都沿重力方向? 首先轻微旋转 AOD, 确保上光束 (upper) 沿重力方向移动。如果此时的下光束 (bottom) 不在 upper 光的扫描直线上, 那是因为光路从下往上穿过 PBS 时, 不与 PBS 的下表面垂直, 这个时候需要调节 PBS 前的两个  $45^\circ$  高反镜高低旋钮, 让两束光同时沿同一直线扫描。如果此时 upper 光又不沿重力方向, 再重复之前的步骤, 一般几次之后就会让两束光都沿重力方向扫描。

在将激光对准原子前, 先利用共振成像光定位出穿过原子的光路, 在玻璃腔室两



侧的近场和远场做好位置标记。然后将非球面透镜中心的高度与原子水平齐平（相对平台的高度为 80mm），摆放到距离原子约为 150mm 的位置，将两束光的距离调至接近零，利用两个 45°高反镜（其中一个装在 Newport 电动反射镜架上）与标记光路重合。非球面透镜的光轴应与光路平行，并且两束光关于透镜中心对称，实验上可以观察到激光经过非球面透镜会反射回两束光，一个是发散的光（非球面曲面反射），一个是会聚的光（非球面平面反射），调节透镜的位置和角度，使两个返回的光与入射光在同一个 y 平面上。

为了减小不必要的光路影响，水平 x, z 平面的探测光与 accordion lattice 有非常小的夹角（约为 6°）。成像前，先将 bottom 光挡住，当偶极光阱蒸发到第一步时，开启 upper 光（106MHz, s=3mm），原位或飞行 3ms 观测激光在原子上的位置，此时会看到激光在原子云排斥开的洞，用电动反射镜调至 BEC 的位置中心，扫描频率，观察不同的 upper 光在原子处的位置。如果上下抖动，则需要调节非球面透镜上的一维平移架，使黑洞位置在原子云处的位置尽可能保持不变。这个时候，挡住 upper 光，调节 0°反射镜让 bottom 光的中心入射到 BEC 位置上。然后光阱蒸发到第三步，再重复之前的步骤，让两束光的位置更精确。

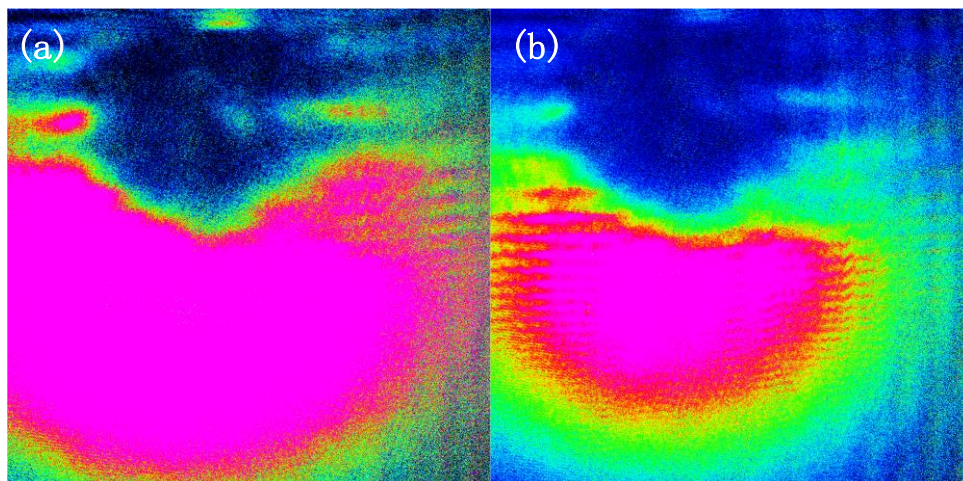


图 9.9 (a) upper 光在光阱蒸发第一步时的位置，TOF 3ms；(b) bottom 光在光阱蒸发第一步时的位置，TOF 3ms (c) Accordion lattice 不沿水平，重力导致一部分原子脱离势阱；(d) Accordion lattice 沿水平时的 2D BEC。

### 9.4.3 竖直光束束缚原子

实验中，原子需要同时在三维方向有束缚，accordion lattice 只提供径向束缚，还需要轴向上的束缚。我们采用在  $z$  轴方向加红失谐 1064nm 光阱，来达到在压缩原子的时候提供轴向束缚，保证原子不会向两侧扩散出去。如图 9.8，1064nm 激光由保偏光纤出射，经过  $f=300\text{mm}$  的球面透镜，聚焦到原子云处。

## 9.5 准二维气体制备过程

当  $|F = 2, m_F = 2\rangle$  BEC 制备好之后，将 accordion 光和  $z$  轴方向的 1064nm 激光开启反馈，然后逐步增加光强，于此同时，两束交叉的偶极力光阱逐步降低到零，将原子由光阱转移到光晶格中。之后只由 accordion lattice 和 1064nm 偶极阱提供束缚，以下为具体的时序图。

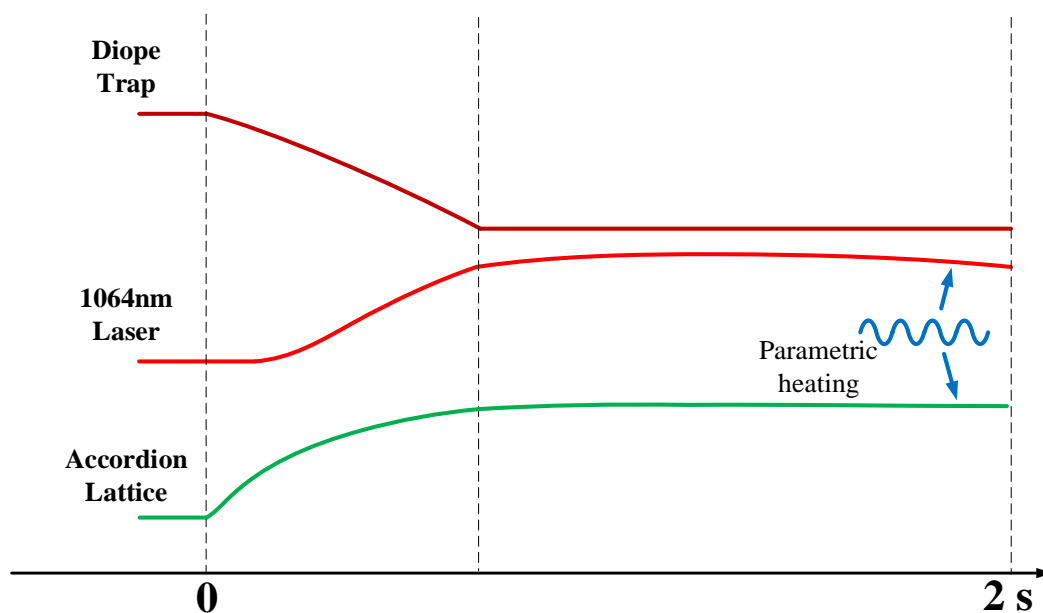


图 9.10 制备 2D BEC 时序图

最终制备出 2D BEC 如图 9.11。

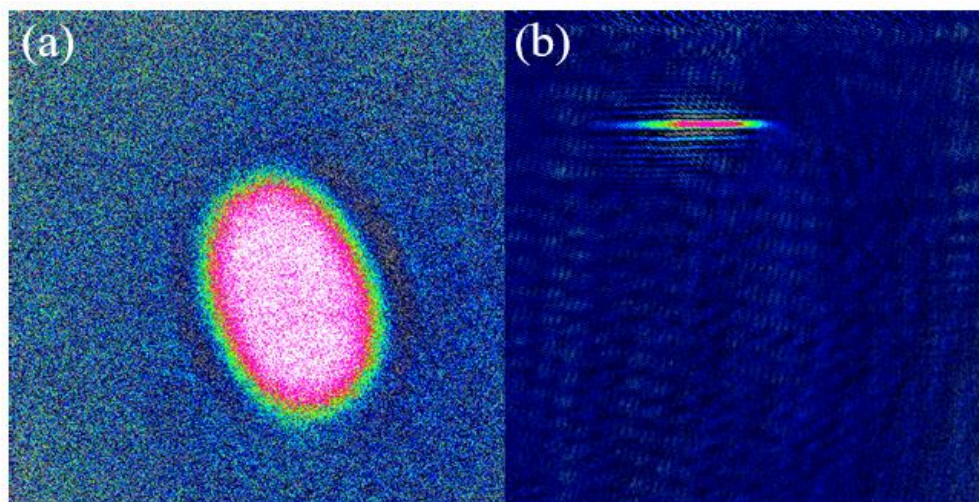


图 9.11 2D BEC。 (a) 原位竖直成像； (b) 水平扩散 10ms 成像。

## 9.6 二维气体束缚频率

在图 9.10 的基础上, 我们在制备二维气体的最后阶段, 加入参量加热测量阱深, 分别测得 1064nm 偶极阱和 accordion lattice 的频率束缚频率。

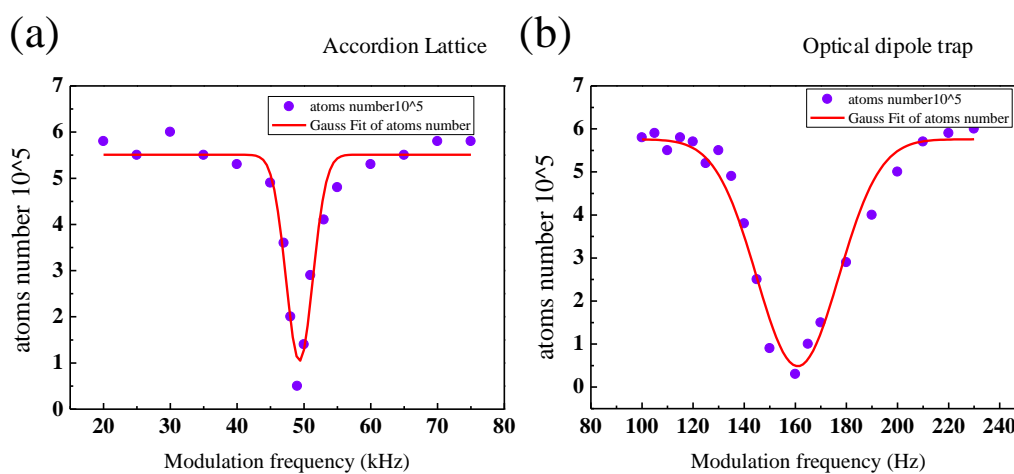
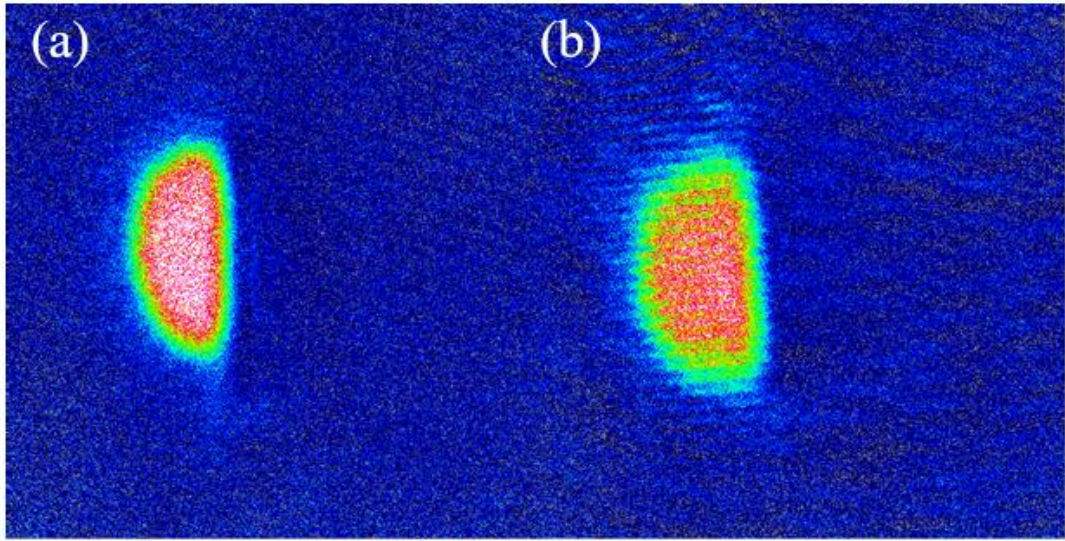


图 9.12 (a) accordion lattice 束缚频率； (b) 1064 光阱束缚频率。

## 9.7 小结

通过搭建一维光晶格, 将 3D BEC 压缩到 2D 尺度上, 获得全新物理特性的 quasi-2D BEC, 目前已经把 2D BEC 装载到 2D 光晶格中, 并观测到莫尔条纹 (moire freings), 如图下一步为即将研究拓扑相位, BKT 效应和多体局域化做准备。



图

9.13 (a) 2D BEC; (b) 两对小角度的一维光晶格中观察到莫尔条纹 (原位观测)。



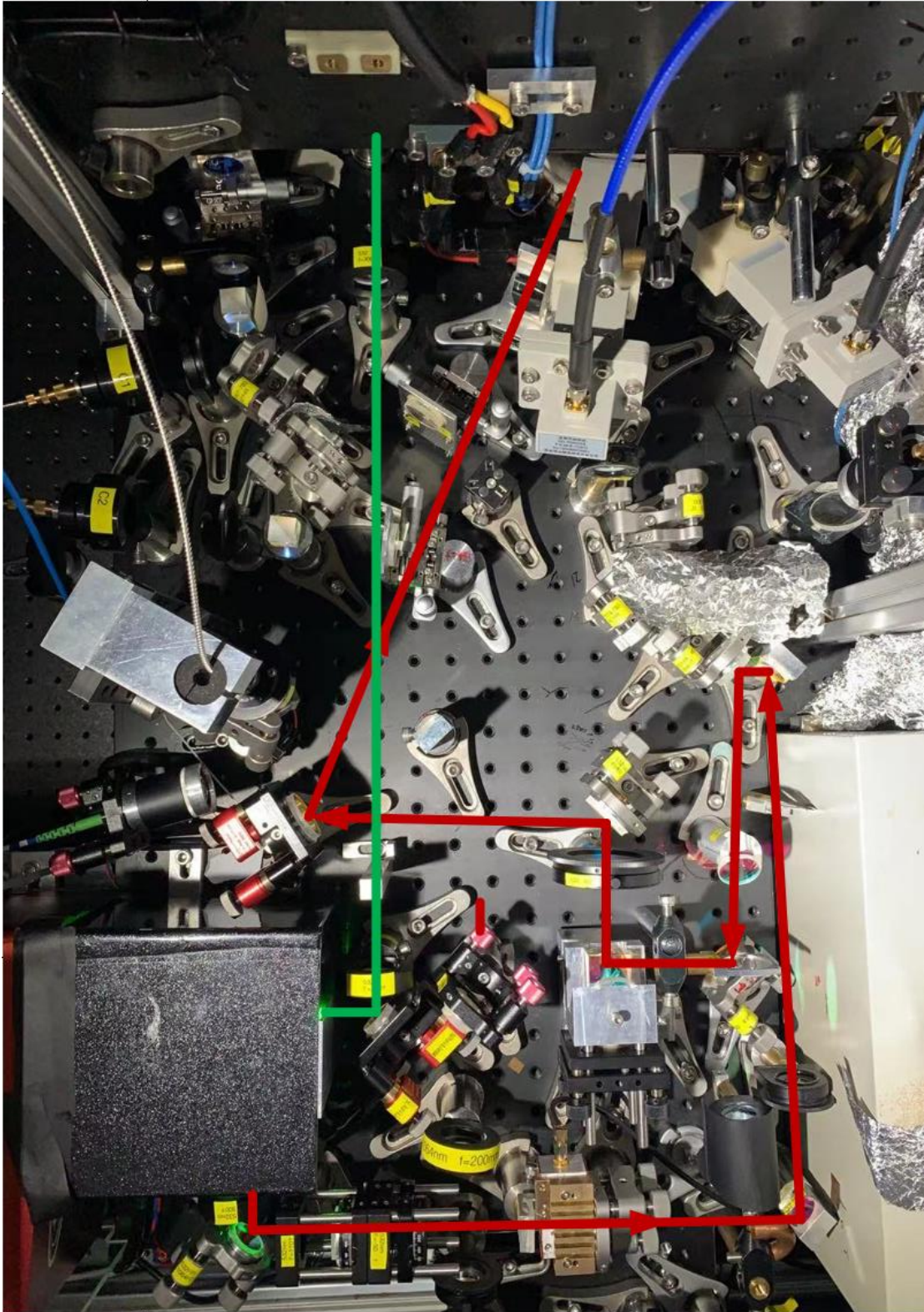
## 参考文献

- [1] Venkatakrishnan K, Sivakumar N, Hee C, et al. Direct fabrication of surface-relief grating by interferometric technique using femtosecond laser[J]. *Applied Physics A*, 2003, 77 (7): 959-963.
- [2] Tan B, Sivakumar N R, Venkatakrishnan K. Direct grating writing using femtosecond laser interference fringes formed at the focal point[J]. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 2005, 7 (4): 169.
- [3] Fallani L, Fort C, Lye J E, et al. Bose-Einstein condensate in an optical lattice with tunable spacing: transport and static properties[J]. *Optics Express*, 2005, 13 (11): 4303-4313.
- [4] Huckans J H. Optical Lattices and Quantum Degenerate  $^{87}\text{Rb}$  in Reduced Dimensions[D]. 2006.
- [5] Williams R, Pillet J, Al-Assam S, et al. Dynamic optical lattices: two-dimensional rotating and accordion lattices for ultracold atoms[J]. *Optics Express*, 2008, 16 (21): 16977-16983.
- [6] Dietrich C. An accordion-type lattice: A tuneable dipole trap for ultracold gases[D]. Master's thesis, University of Stuttgart, 2018.
- [7] Tao J, Wang Y, He Y, et al. Wavelength-limited optical accordion[J]. *Optics Express*, 2018, 26 (11): 14346-14355.
- [8] Ville J-L. Quantum gases in box potentials: sound and light in bosonic Flatland[D]. PSL Research University, 2018.
- [9] Kendrick L H. An optical accordion trap for two-dimensional ultracold gases of  $^6\text{Li}$  and  $^{23}\text{Na}$ [D]. Massachusetts Institute of Technology, 2019.
- [10] Christenhusz M T M. 2D Box Traps for Bose-Einstein Condensates, 2020.
- [11] Guillaume G. Transport and turbulence in quasi-uniform and versatile Bose-Einstein condensates[M]. 2020.
- [12] Lippi E. Realization of a large-spacing optical lattice for trapping fermionic lithium gases in two dimensions[J], 2017.
- [13] Ville J, Bienaimé T, Saint-Jalm R, et al. Loading and compression of a single two-

- dimensional Bose gas in an optical accordion[J].Physical Review A,2017, 95 (1): 013632.
- [14] Beugnon J. Topological phenomena in quantum gases[D]. Sorbonne Université,2018.
- [15] Saint-Jalm R, Castilho P C, Le Cerf É, et al.Dynamical symmetry and breathers in a two-dimensional Bose gas[J].Physical Review X,2019, 9 (2): 021035.
- [16] White D H, Haase T A, Brown D J, et al.Observation of two-dimensional Anderson localisation of ultracold atoms[J].Nature Communications,2020, 11 (1): 1-8.
- [17] Specification: DTSX, High resolution deflector from 350 to 1600 nm lasers[J].AA.

# 附 录

Accordion Lattice 实验光路图（红色）



## 攻读学位期间取得的研究成果

### ✚ 已发表文章

[1] **Wen K**, Meng Z, Wang P, et al. Observation of sub-wavelength phase structure of matter wave with two-dimensional optical lattice by Kapitza-Dirac diffraction[J]. Scientific Reports, 2020, 10 (1): 1-8.

[2] **文凯**, 王良伟, 周方, et al. 超冷  $^{87}\text{Rb}$  原子在二维光晶格中 Mott 绝缘态的实验实现[J]. 物理学报, 2020, 69 (19): 193201-1-193201-7.

[3] Wu Y, Meng Z, **Wen K**, et al. Active learning approach to optimization of experimental control[J]. Chinese Physics Letters, 2020, 37 (10): 103201.

[4] 周方, **文凯**, 王良伟, et al.  $^{87}\text{Rb}$  BEC 双拉曼相对相位对相干跃迁操控的实验研究. (物理学报)

### ✚ 待发表文章

[1] **Wen K**, Meng Z, Wang L, et al. Experimental study of spin-dependent optical lattice and tune-out wavelength for  $^{87}\text{Rb}$  Bose-Einstein condensate[J]. (submit to NJP)

[2]



## 致 谢

对导师和给予指导或协助完成学位论文工作的组织和个人表示感谢。内容应简洁明了、实事求是。

对课题给予资助者应予感谢。这部分内容不可省略。

文凯

二零二一年

## 个人简况及联系方式

### 个人简况

姓名：文凯

性别：男

出生日期：1991年05月

民族：汉

籍贯：山西临猗县

学习或工作去向：

联系方式：+8618700185892

电子邮箱：[coldkevin@126.com](mailto:coldkevin@126.com)

[coldkevinly@gmail.com](mailto:coldkevinly@gmail.com)

### 学习与教育经历

2015.09-2021.07

量子光学与光量子器件国家重点实验室

山西大学光电研究所硕博连读研究生

2010.09-2014.07

西北大学

2004.09-2014.07

西安市远东一中

## 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：

20 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：

20 年 月 日