



山西大學

Shanxi University

2014 届 博 士 学 位 论 文

量子简并费米气体中的 自旋轨道耦合

作者姓名	付正坤
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	量子光学与光量子器件国家重点实验室 山西大学光电研究所
学习年限	2008 年 9 月—2014 年 6 月

二〇一四年六月

山西大学
2014 届博士学位论文

量子简并费米气体中的 自旋轨道耦合

作者姓名	付正坤
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	量子光学与光量子器件国家重点 实验室山西大学光电研究所
学习年限	2008 年 9 月—2014 年 6 月

二〇一四年六月

Thesis for Doctor's degree, Shanxi University, 2014

Spin-Orbit Coupling in Quantum
Degenerate Fermi Gas

Name	Zhengkun Fu
Supervisor	Prof. Jing Zhang
Major	Optics
Field of Research	Ultracold atomic physics
Department	State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices Institute of Opto-Electronics, Shanxi University
Research Duration	September 2008—June 2014

June, 2014

——谨以此书献给我勤劳朴实的父亲和母亲

目 录

中文摘要	I
Abstract	III
第一章 绪论	1
1.1 玻色爱因斯坦凝聚体和简并费米气体	1
1.2 超冷原子自旋轨道耦合的研究进展	2
1.2.1 自旋轨道耦合	2
1.2.2 自旋轨道耦合导致 Feshbach 分子的生成	4
1.3 论文结构	5
参考文献	7
第二章 量子简并气体的制备	11
2.1 磁阱中的超冷原子	11
2.2 光阱中的超冷原子	12
2.3 自旋态制备	13
2.4 小结	14
参考文献	15
第三章 简并气体中自旋轨道耦合的实现	17
3.1 概述	17
3.2 人造规范场和自旋轨道耦合的基本原理	19
3.3 人造规范场中的 ^{87}Rb	25
3.4 费米子的自旋轨道耦合	32
3.4.1 自旋动力学的研究	34
3.4.2 动量分布	36
3.4.3 Lifshitz 过渡	37
3.4.4 原子射频动量分辨谱	39
3.5 小结	41
参考文献	42
第四章 强相互作用费米气体中的自旋轨道耦合	45
4.1 概述	45
4.2 Feshbach 共振	45
4.2.1 散射长度和束缚能	45

4.2.2 束缚分子的射频频谱	48
4.3 实验装置和哈密顿量	49
4.4 自旋轨道耦合下的射频频谱	51
4.4.1 多体 T-matrix 理论	54
4.4.2 束缚分子的射频频谱	55
4.4.3 Feshbach 共振附近的动量分辨谱	56
4.4.4 实验理论对照	57
4.5 小结	58
参考文献	59
第五章 超冷费米气体中自旋轨道耦合导致 Feshbach 分子的产生	63
5.1 概述	63
5.2 制备 Feshbach 分子的理论分析	64
5.3 制备 Feshbach 分子的实验研究	66
5.3.1 Feshbach 分子的观察	66
5.3.2 Feshbach 分子与拉曼光失谐 δ 的关系	69
5.3.3 分子-原子的拉比振荡	70
5.3.4 不同磁场下的 Feshbach 分子	71
5.4 小结	72
参考文献	73
第六章 超冷费米气体的动量分辨拉曼谱	75
6.1 绪论	75
6.2 拉曼谱技术理论	75
6.3 无相互作用费米子的拉曼谱	77
6.4 拉曼脉冲形状的优化	80
6.5 束缚分子的 Raman 谱	83
6.6 小结	89
附：射频频脉冲形状对射频频谱影响	90
参考文献	92
第七章 光控制 Feshbach 共振	95
7.1 概述	95
7.2 分子-分子谱的测量	96

7.3 光与 Feshbach 共振分子	98
7.3.1 光控制 Feshbach 分子束缚能	98
7.3.2 控制光对 Feshbach 分子寿命的影响	100
7.3.3 相同失谐不同磁场的情况	102
参考文献	106
总结与展望	109
博士研究生期间完成的学术论文	111
致 谢	1113
个人简况及联系方式	115
承 诺 书	116
学位论文使用授权声明	117

Contents

Chinese Abstract -----	I
Abstract -----	III
Chapter 1 Overview -----	1
1.1 BEC and DFG-----	1
1.2 Frontiers of Ultracold Atoms-----	2
1.2.1 spin-orbit coupling -----	2
1.2.2 Production of Feshbach molecules-----	4
1.3 Overview of this Thesis-----	5
Bibliography -----	7
Chapter 2 Preparation of Quantum Degeneracy -----	11
2.1 Ultracold Atoms in MOT -----	11
2.2 Ultracold Atoms in Optical Dipole Trap-----	12
2.3 Hyperfine Manipulation -----	13
2.4 Conclusions-----	14
Bibliography -----	15
Chapter 3 Realization of Spin-Orbit Coupling -----	17
3.1 Overview-----	17
3.2 Theory of Artificial Gauge Potential and Spin-Orbit Coupling-----	19
3.3 ⁸⁷ Rb in Artificial Gauge Potential -----	25
3.4 Spin-Orbit Coupling in Fermi Gas -----	32
3.3.1 Spin dynamics -----	34
3.3.2 Momentum distribution-----	36
3.3.3 Lifshitz transition-----	37
3.3.4 Momentum-resolved RF spectroscopy -----	39
3.5 Conclusions-----	41
Bibliography -----	42
Chapter 4 RF spectroscopy of a strongly interacting spin-orbit-coupled Fermi gas -----	45
4.1 Overview -----	45
4.2 Feshbach Resonance-----	45

4.2.1 scattering length and binding energy -----	45
4.2.2 The RF Spectroscopy of Bound Molecules -----	48
4.3 Experimental Setup and Model Hamiltonian-----	49
4.4 Radio-frequency spectroscopy -----	51
4.4.1 Many-body T-matrix theory-----	54
4.4.2 Integrated spectroscopy of bound molecules -----	55
4.4.3 Momentum-resolved spectroscopy near Feshbach resonances -----	56
4.4.4 Experiment vs theory -----	57
4.5 Conclusions-----	58
Bibliography -----	59
Chapter 5 Production of Feshbach molecules induced by spin-orbit coupling in Fermi gase-----	63
5.1 Overview-----	63
5.2 The Theory of Produce Feshbach Molecules-----	64
5.3 The Experiment of Produce Feshbach Molecules -----	66
5.3.1 The Observation Feshbach Molecules -----	66
5.3.2 Feshbach Molecules and Raman Detuning -----	69
5.3.3 Rabi Oscillations -----	70
5.3.4 Produce Feshbach Molecules at Different Magnetic Fields -----	71
5.4 Conclusions-----	72
Bibliography -----	73
Chapter 6 Momentum-resolved Raman spectroscopy of ultracold Fermi gas- 75	
6.1 Overview-----	75
6.2 Theory of Raman spectroscopy -----	75
6.3 Raman spectroscopy of a noninteracting ultracold Fermi gas -----	77
6.4 Optimize of Raman Pluse Shape-----	80
6.5 The Raman Spectroscopy of Bound Molecules in Ultracold Fermi Gas -----	83
6.6 Conclusions-----	89
Appendix:The Influence of RF Pluse Shape in RF Spectroscopy -----	90
Bibliography -----	92
Chapter 7 Optical control of a magnetic Feshbach resonance in an ultracold	

Fermi gas -----	95
7.1 Overview-----	95
7.2 Bound-to-bound spectroscopy -----	96
7.3 Optical control of a magnetic Feshbach resonance-----	98
7.3.1 Optical control of Binding energy-----	98
7.3.2 The Lifetime of Molecules -----	100
7.3.3 The Comparison of Different Magnetic Fields While Fixing The Laser Detuning -----	102
7.4 Conclusions-----	104
Bibliography -----	106
Summary and Outlook -----	109
Research Achievementsy -----	111
Acknowledgment -----	113
Personal profiles -----	115
Letter of commitment -----	116
Authorization statemen -----	117

中文摘要

超冷原子自旋轨道耦合的实现，使得人们可以利用中性原子来模拟带电粒子在电磁场中的运动，从而更好地研究拓扑绝缘态、分数量子霍尔效应、自旋霍尔效应等问题。2012年，我们首次在实验上实现了费米量子简并气体的自旋轨道耦合。

本论文主要介绍我们在实现 ^{87}Rb 和 ^{40}K 量子简并基础上的主要工作：利用 1064 nm 偶极力阱的激光产生玻色子的人造规范场；首次在实验上实现费米子的自旋轨道耦合；研究自旋轨道耦合下强相互作用费米气体的射频谱；利用自旋轨道耦合产生 s-波 Feshbach 分子的研究。此外我们还发展了一些实验上对原子的操控手段：对束缚分子拉曼谱的测量和利用激光来操控 Feshbach 共振。

人造规范场使得人们可以利用中性的冷原子来模拟带电粒子在电磁场中的运动情况。我们利用两束交叉的 1064 nm 的偶极力阱的激光作为拉曼光，在 ^{87}Rb BEC 中实现了有效的人造规范场。讨论了三种不同拉曼失谐情况下缀饰态原子的变化情况，并在实验上一一验证；利用 773 nm 的拉曼光在 ^{40}K 原子中首次实现了费米子的自旋轨道耦合，并研究了拉比频率、动量分布、lifshits 过渡以及动量的射频谱等问题。

研究了自旋轨道耦合作用下强相互作用的费米量子简并气体。通过改进的多体 T-matrix 理论，得出自旋轨道耦合导致原子和分子的射频谱线产生频移的结论。在实验上，我们测量了 Feshbach 共振附近射频谱，发现原子峰的蓝移和分子峰的红移现象，这和我们理论的计算是一致的。

介绍了一种新的获得 s-波 Feshbach 分子的方法。利用自旋轨道耦合作用可以在 Feshbach 共振附近由单一自旋态的原子直接产生 s-波分子，并且观察到了原子-分子的拉比振荡。这在实验上证明了自旋轨道耦合可以使得自旋单态和三重态成为相干的，表明这个系统的束缚对包含一个三重 p-波成份，可以通过进一步冷却和限制在一维来实现 p-波拓扑超流。先从理论上介绍了为什么可以从单一自旋态出发获得 s-波分子，然后介绍实验上怎样利用自旋轨道耦合作用来制备 s-波分子，研究了原子-分子的拉比振荡以及拉曼光失谐和耦合强度对实验的影响。

与射频谱技术相比，动量分辨拉曼光谱技术有很多优点，可以表现出一些以前无法观察到的特征。我们用动量分辨拉曼光谱技术对无相互作用的简并费米气体进行了研究，得到了无相互作用的费米气体能量的二次分布，并和射频谱技术得到的结果做了对比；分析矩形拉曼脉冲对动量谱结果的影响，并做了优化；在

强相互作用区，利用动量分辨拉曼谱技术测量了 ^{40}K 简并费米气体的分子束缚能，与以前的射频谱技术相比，我们使用的方法更方便快捷；同时测量了费米气体在 Feshbach 共振 BEC 一侧的能量-动量色散谱。

我们对光操控 Feshbach 共振做了详细的研究。首先制备出 Feshbach 分子，然后利用耦合基态 Feshbach 分子和激发态分子的激光照射分子，测量了激发态的谱线，观察到九个明显的基态分子-激发态分子共振峰。利用这些共振峰，我们可以操控 Feshbach 共振，可以改变 Feshbach 分子的束缚能，且不会带来较大的原子损耗；描绘了基态分子-激发态分子共振光作用下的射频谱；测量了不同失谐情况下分子的损耗速率。

关键词：量子简并气体；自旋轨道耦合；拉曼光；Feshbach 共振

Abstract

Recently, people experimentally realized an optically synthesized magnetic field for ultracold neutral atoms. With a suitable lattice configuration, it should be possible to reach the quantum Hall regime, potentially enabling studies of topological quantum computation.

This thesis mainly introduces our experiments on the basis of bosonic ^{87}Rb and quantum fermionic ^{40}K , including achieving a light-induced vector gauge potential using 1064 nm optical-dipole-trap lasers; Report the first experimental realization and investigation of a spin-orbit coupled Fermi gas; Experimentally and theoretically radio-frequency spectroscopy and pairing of a spin-orbit coupled Fermi gas; Demonstrate a dynamic process in which spin-orbit coupling coherently produces *s*-wave Feshbach molecules from a fully polarized Fermi gas; Experimentally measured with the momentum-resolved Raman spectroscopy; use laser light near resonant with a molecular bound-to-bound transition to control a magnetic Feshbach resonance in ultracold Fermi gases.

Synthetic gauge fields make the neutral atoms behave as charged particles in a magnetic field, so we could simulate charged particles with cold atoms. Using two crossed 1064 nm optical-dipole-trap lasers to be the Raman beams, an effective vector gauge potential for Bose-Einstein condensed ^{87}Rb is experimentally created. The atoms at the far detuning of the Raman coupling are loaded adiabatically into the dressed states by ramping the homogeneous bias magnetic field with different paths and the dressed states with different energies are studied experimentally. We experimentally realize a SO coupled degenerate Fermi gas with 773 nm lasers, and the main results include the following: Spin dynamics, spin-resolved momentum distribution, momentum distribution, the change of fermion population, map out single particle dispersion.

Experimentally, the integrated spectroscopy is measured, showing characteristic blue and red shifts in the atomic and molecular responses, respectively, with increasing spin-orbit coupling. Theoretically, a smooth transition from atomic to molecular responses in the momentum-resolved spectroscopy is predicted, with a clear signature of anisotropic pairing at and below resonance. Our many-body prediction agrees qualitatively well with the observed spectroscopy near the Feshbach resonance.

We demonstrate a dynamic process in which spin-orbit coupling coherently produces s -wave Feshbach molecules from a fully polarized Fermi gas, and induces a coherent oscillation between these two. This demonstrates experimentally that spin-orbit coupling does coherently couple singlet and triplet states, and implies that the bound pairs of this system have a triplet p -wave component, which can become a topological superfluid by further cooling to condensation and confinement to one dimension.

Raman spectroscopy has several significant advantages comparing with RF spectroscopy. The bound molecules can be directly observed and the binding energy can be simultaneously determined in a single running experiment. The energy-momentum dispersion spectra of the ultracold Fermi gas in the BEC side are measured and reconstructed.

We experimentally investigate magnetic Feshbach resonance in combination with laser light and characterize the laser-modified bound state by using rf spectroscopy. The spectrum of excited molecular states is measured by applying a laser field that couples the ground Feshbach molecular state to electronically excited molecular states. Nine strong bound-to-bound resonances are observed. We use radio-frequency spectroscopy to characterize the laser-dressed bound state near a specific bound-to-bound resonance and show clearly the shift of the magnetic Feshbach resonance using light.

Key words: Quantum Degeneration Gases; spin-orbit coupling; Raman laser; Feshbach Resonances

第一章 绪论

1924年, 一个名叫玻色的印度青年物理学家给阿尔伯特·爱因斯坦写了一封信。在信中介绍了他用新的方式推导的普朗克黑体辐射公式, 并请求爱因斯坦为其翻译成德语在德国发表。爱因斯坦对这个工作很感兴趣, 立即进行了深入研究。他把玻色对光子的统计方法推广到某一类原子, 并指出当温度足够低的时候这类原子就会聚集在尽可能低的能态, 这就是玻色爱因斯坦凝聚(BEC)^[1]。随后, 物理学家们开始了追求BEC的漫长过程。

最早的时候, 人们选择的是超流液态氦, 后来在实验中确实观察到了一些量子简并的特性, 但是超流液态氦中只有不到10%的原子凝聚, 粒子间存在着很强的相互作用, 这使它的特性和由无相互作用的理想气体形成的玻色爱因斯坦凝聚体特性不一致, 所以这并不是理想的玻色爱因斯坦凝聚体, 只有近理想或弱相互作用的玻色气体的玻色爱因斯坦凝聚, 才更易于同理论比较。

后来, 人们提出用碱金属原子气体进行玻色爱因斯坦凝聚实验。对于碱金属原子而言, 如果要使其原子间的相互作用很弱, 则原子的密度必须很小, 温度必须足够低, 这就需要寻求一种新的冷却方法——激光冷却与囚禁。上个世纪八十年代中期, 激光冷却和俘获原子的技术有了巨大的进步, 人们开始有能力研究 μK 量级的原子^[2-4]。1995年, 美国科学家埃里克·康奈尔(Eric A. Cornell)等人在激光冷却的基础上进一步冷却原子, 终于实现了玻色爱因斯坦凝聚^[5-7]。1999年, 美国的德伯拉·金(Deborah Jin)教授利用双组份的费米子, 成功实现了 40K 的量子简并^[8]。从而为实验上研究高温超导、强相互作用、凝聚态物理、量子计算机以及冷原子钟等提供了理想的平台。

1.1 玻色爱因斯坦凝聚体和简并费米气体

我们知道, 不论什么样的粒子, 它的自旋或者是 $1/2$ 的偶数倍, 或者是 $1/2$ 的奇数倍。我们把第一种粒子称为玻色子, 它服从玻色爱因斯坦统计; 第二种粒子是费米子, 它服从费米-狄拉克统计规律。

温度是物体内部粒子热运动的宏观表现。温度越高, 粒子运动速度越快。根据热力学的知识我们知道粒子的平均速度为:

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (1.1)$$

这里, k 是玻尔兹曼常数, T 是宏观温度, m 是粒子质量。对于同一粒子 $\bar{v} \propto \sqrt{T}$ 。

我们知道微观粒子具有波粒二象性，德布罗意波长 λ 为：

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad (1.2)$$

这里 $p = mv$ 是粒子动量。于是，我们有：

$$\lambda = h \sqrt{\frac{\pi}{8mkT}} \quad (1.3)$$

我们可以看出，温度越高，德布罗意波长 λ 越短，粒子的波动性越不明显；温度越低，德布罗意波长越长，粒子的波动性越明显。当温度降低到一定程度时，粒子就会明显表现出波动性。当德布罗意波长大于原子之间的平均距离时就进入了量子简并区域，粒子表现出量子特性^[9]。

在量子简并区域经典物理的统计规律不再适用，粒子服从量子统计规律。我们刚才提到的玻色子服从玻色爱因斯坦统计，而费米子则服从费米-狄拉克统计规律。不同的量子统计规律必然导致不同的量子统计结果。大量的玻色子可以同时处在系统的最低能态，形成玻色爱因斯坦凝聚；由于泡利不相容原理的制约，费米子会形成费米海。

冷原子具有很多良好的特性，比如由于温度低、动能小，所以空间位置可以很精确的操控；德布罗意波长较大，物质的波动性明显；运动速度小，原子与光的相互作用时间长等。

实验上，1995年在激光冷却技术和蒸发冷却技术的共同帮助下，人们在铷原子中观察到了 BEC^[5-7]；1999年，人们利用双组份的费米子进行蒸发冷却，实现了费米气体的量子简并^[8]。目前为止，世界上有上百个小组在研究超冷原子。国内也有将近十个单位在实验上进行超冷原子的研究。

1.2 超冷原子自旋轨道耦合的研究进展

最近十多年，随着各方面技术的不断提高，人们对超冷原子的研究越来越深入。最主要的随着光晶格技术^[10-15]和 Feshbach 共振技术^[16-18]的日臻成熟，研究手段越来越高，涉及到的领域也越来越广，从超流到绝缘态的研究、从弱相互作用到强相互作用的研究、高温超导以及核物理领域等。

1.2.1 自旋轨道耦合

之前，人们模拟洛伦兹力的方法就是先简单地旋转中性 BEC 原子，再施加模拟

的磁场^[19-21]。虽然也可以观察到涡流，但是旋转速度却受到限制，不能用来研究分数量子霍尔效应。最近两年，一种新的实验方法引起大家的广泛关注，这就是利用拉曼光在中性的玻色爱因斯坦凝聚体中制造出规范势，从而模拟电磁场中带电粒子的实验^[22-24]。这个工作最早由美国国家标准技术院（NIST）的 Spielman 小组完成，并且成功观察到了涡流现象^[25]。在这个新的实验中，利用两束拉曼光在原子不同自旋态之间，引入空间依赖的光学耦合，产生一个依赖于几何路径的位相 Berry 相，实现了稳定的非旋转的超流涡旋矩阵。因为人造磁场的强度足够大，又避免了旋转过快而引起的原子损耗问题，给许多被困扰的研究内容带来新的希望。

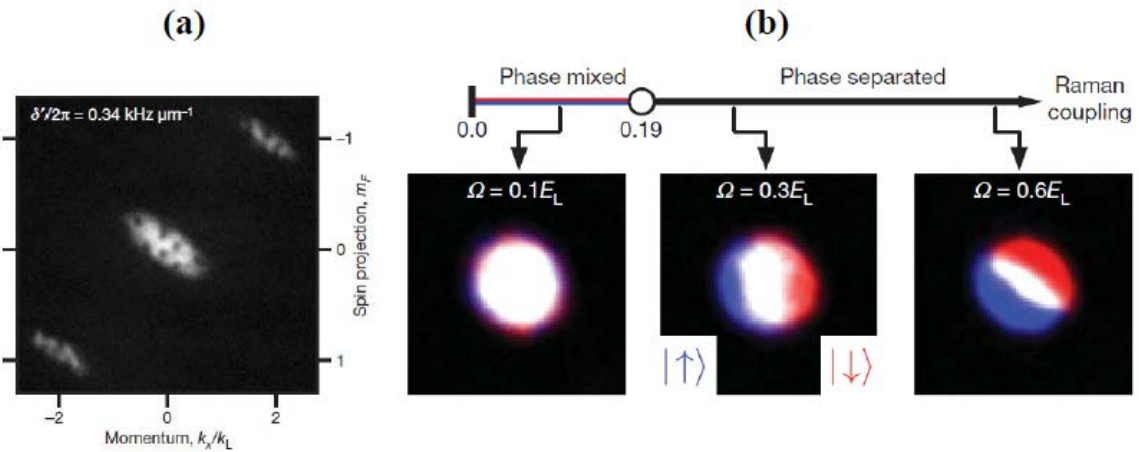


图 1.1 涡流和玻色爱因斯坦凝聚体的自旋轨道耦合。图(a)是利用人造规范场的方法，在磁场梯度不为零的时候观察到的涡流现象；图(b)是玻色爱因斯坦凝聚体的位相随耦合强度变化。

在原子中，绕原子核运动的电子由于受到静电场的作用，从而将电子的自旋和运动的轨道联系起来，这就是自旋轨道耦合。上世纪中期，美国物理学家理查德·费曼（Richard Feynman）提出一个天才的想法，那就是利用可操控的超冷原子来模拟新型量子系统中的电子行为，比如模拟绝缘体或超导体中的电子。根据这一指导思想，这几十年来人们在超流体和普通绝缘体的取得了一些重要进展，但是由于原子是电中性的，所以不能用来模拟自旋轨道耦合。在实现人造规范场以后，美国国家标准技术院（NIST）的 Spielman 小组又在原来的基础上在玻色爱因斯坦凝聚体中实现了自旋-轨道耦合^[26]，并且耦合的强度大小是可以通过调节激光的强度来控制，可以实现

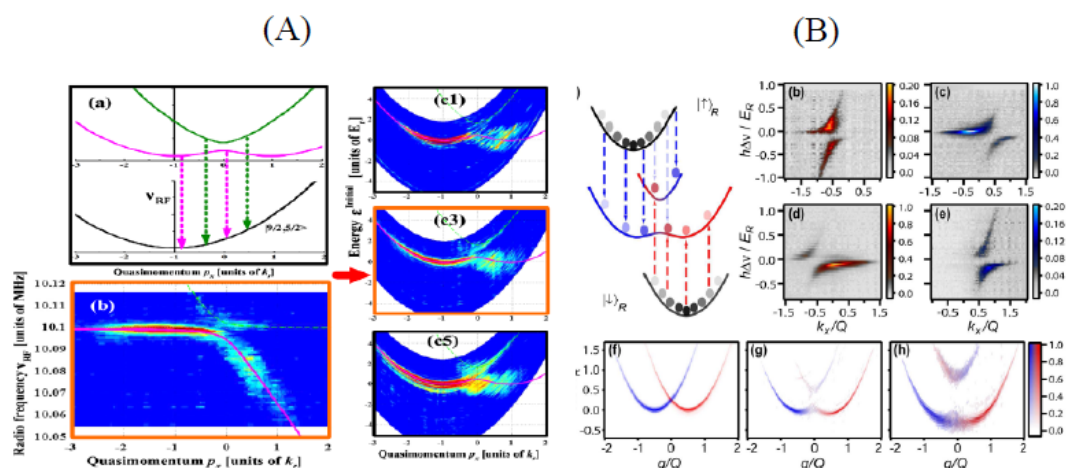


图 1.2 费米子的自旋轨道耦合。图(A)是我们小组在实验的测量的自旋轨道耦合作用下费米子的能量-动量分布;图(B)是麻省理工大学的 Martin 小组在实验的测量的自旋轨道耦合作用下费米子的能量-动量分布。

从没有耦合到很强耦合的连续变化。因为具有调节耦合强度这个特点，所以会对凝聚态物理的研究有很大的帮助。

2012 年，我们小组在国际上最早报道了费米子的自旋轨道耦合^[27]，随后，美国麻省理工大学的 Martin 小组也在费米子中实现了自旋轨道耦合^[28]。虽然玻色子的自旋轨道耦合已经给实验研究带来了很大的帮助，但是费米子又给了我们更多的期望。由于泡利不相容原理的限制，费米子填充了大量的动量态，因此对能带结构的拓扑特性更加敏感。相反地，玻色爱因斯坦凝聚体只占据一到两个单粒子能级。所以费米子的自旋轨道耦合会帮助我们研究更多的领域。我们可以想象，把自旋轨道耦合与 Feshbach 共振相结合，或者与光晶格结合起来，就会出现一些新奇的现象。更重要的是，我们期待实现一些理论上预测但是实验上还没有观察到的新奇物质，比如部分拓扑绝缘体。

1.2.2 自旋轨道耦合导致 Feshbach 分子的生成

在研究超冷原子的同时，人们也对超冷分子表现出浓厚的兴趣。获得超冷分子的方法有很多，比如利用 Feshbach 共振技术^[18]，光缔合技术^[29]，直接冷却分子^[30]等。在自旋轨道耦合技术发展起来以后，2013 年我们小组利用这个手段成功地在单一自

旋的费米子 ^{40}K 中生成了 s-波超冷分子^[31]，从而拓宽了超冷分子的研究领域。在我们的实验中，初始自旋极化气体是没有相互作用的，如图 1.3 中上侧图中两条抛物线所示。在打开自旋轨道耦合之前，红线被原子占据，蓝线是空的。存在光场的时候原子的能带结构就会发生变化，如底部图所示。在这个能带结构下相当于旋转原子使得自旋和动量相联系，实现自旋轨道耦合，在和 Feshbach 共振的共同作用下产生费米对。

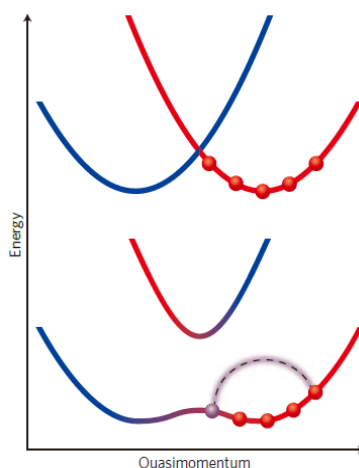


图 1.3 利用自旋轨道耦合生成 Feshbach 分子示意图。上面是没有自旋轨道耦合情况，下面是存在自旋轨道耦合的情况。

1.3 论文结构

本文首先简单回顾了 ^{87}Rb 和 ^{40}K 量子简并混合气体的实验装置和制备过程。然后介绍我们在此基础上所做的一些工作，包括玻色子人造规范场的实验研究；费米子的自旋轨道耦合；强相互作用费米气体在自旋轨道耦合的射频谱，在费米简并气体中利用自旋轨道耦合产生 s-波 Feshbach 分子；无相互作用费米气体的拉曼谱；光操控 Feshbach 共振等实验。这里简单介绍本文的安排：

第二章，简单回顾超冷原子的实现过程。

第三章，介绍人造规范场和自旋轨道耦合。从理论上进行了详细的分析；介绍实验研究的玻色子在人造规范场中的一些性质；介绍费米子的自旋轨道耦合，包括对拉比频率的测量，以及自旋轨道耦合作用下无相互作用费米子动量分布的不对称性和射频谱等问题。

第四章，介绍自旋轨道耦合对 Feshbach 共振的影响。在实验和理论上介绍

Feshbach 共振附近的射频频谱；讨论共振附近束缚分子的射频频谱和动量谱。

第五章，实验上介绍一种制备 s-波 Feshbach 分子的方法，并在理论上做出了解释。观察到了原子-分子的拉比振荡，并研究了耦合强度以及失谐对该过程的影响。

第六章，首先介绍了无相互作用费米子的拉曼谱，并和射频频谱做了对比；实验上测量了束缚分子的拉曼谱，得到了其能量-动量色散曲线。介绍了在射频频谱过程中射频脉冲形状对结果的影响，对其进行了优化。对比了在拉曼谱过程中拉曼光脉冲形状对结果的影响，并进行了优化。

第七章，获得了一组基态分子-激发态分子谱，发现 9 个强的分子-分子共振损耗峰，利用这组谱线，进行了光操控 Feshbach 共振的实验研究，发现了激光对分子束缚能影响的规律。

参考文献

- [1] A. Einstein, Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss., Bericht 1 3(1925).
- [2] S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable, and A. Ashkin, Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. Phys. Rev. Lett., 55,48(1985).
- [3] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, and C. Cohen-Tannoudji, Laser Cooling below the One-Photon Recoil Energy by Velocity-Selective Coherent Population Trapping. Phys. Rev. Lett., 61,826(1988).
- [4] P. D. Lett, R. N. Watts, C. I. Westbrook, W. D. Phillips, P. L. Gould, and H. J. Metcalf, Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit. Phys. Rev. Lett., 61,169(1988).
- [5] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman and E. A. Cornell, Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor. Science, 1995, 269, 198.
- [6] K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn and W. Ketterle, Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms. Phys. Rev. Lett., 1995, 75, 3969.
- [7] C. C. Bardley, C. A. Sacket, J. J. Tollett and R. G. Hulet, Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions. Phys. Rev. Lett., 75, 1687. (1995).
- [8] B. DeMarco and D. S. Jin, Onset of Fermi Degeneracy in a Trapped Atomic Gas, Science. 285, 1703(1999).
- [9] C. J. Pethick, and H. Smith, Bose-Einstein Condensation in Dilute Gases. Cambridge. Cambridge University Press (2002).
- [10] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. W. Hansch, and I. Bloch, Quantum Phase Transition From a Superfluid to a Mott Insulator in a Gas of Ultracold Atoms. Nature (London), 415, 39(2002).
- [11] S. Schmid, G. Thalhammer, K. Winkler, F. Lang, and J. H. Denschlag, Long Distance Transport of Ultracold Atoms Using a 1D Optical Lattice. New J. Phys., 8, 159 (2006).
- [12] Oliver Morsch, Markus Oberthaler, Dynamics of Bose-Einstein Condensates in Optical

Lattices. *Rev. Mod. Phys.*, 78, 179 (2006)

[13] D. Jaksh, H.-J. Briegel, J. I. Cirac, C. W. Gardiner, and P. Zoller, Entanglement of Atoms via Cold Controlled Collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 82, 1975(1999).

[14] O. Mandel, M. Greiner, A. Widera, T. Rom, T. W. Hänsch, and I. Bloch, Controlled Collisions for Multi-particle Entanglement of Optically Trapped Atoms. *Nature*, 425, 937,(2003).

[15] D. Jaksch, C. Bruder, J. I. Cirac, C. W. Gardiner, and P. Zoller, Cold Bosonic Atoms in Optical Lattices. *Phys. Rev. Lett.*, 81, 3108 (1998).

[16] H. Feshbach, Unified theory of nuclear reactions. *Ann. Phys.*, 5, 357(1958);

[17] S. Inouye, M. R. Andrews, J. Stenger, H.-J. Miesner, D. M. Stamper-Kurn, and W. Ketterle, Observation of Feshbach resonances in a Bose–Einstein condensate. *Nature*, 392 151(1998).

[18] C. Chin, R. Grimm, P. Julienne and E. Tiesinga, Feshbach resonances in ultracold gases. *Rev. Mod. Phys.*, 82 1225 (2010).

[19] K. W. Madison, F. Chevy, W. Wohlleben, and J. Dalibard, Vortex Formation in a Stirred Bose-Einstein Condensate. *Phys. Rev. Lett.*, 84, 806 (2000).

[20] J.R. Abo-Shaeer, C. Raman, J.M. Vogels, and W. Ketterle, Observation of Vortex Lattices in Bose-Einstein Condensates. *Science* 292, 476-479 (2001).

[21] E. Hodby, G. Hechenblaikner, S. A. Hopkins, O. M. Marago, and C. J. Foot, Vortex Nucleation in Bose-Einstein Condensates in an Oblate, Purely Magnetic Potential. *Phys. Rev. Lett.* 88, 010405 (2002).

[22] I. B. Spielman, Raman processes and effective gauge potentials. *Phys.Rev. A*.79, 063613 (2009).

[23] Y.-J. Lin, R. L. Compton, A. R. Perry, W.D. Phillips, J.V. Porto, and I. B. Spielman, Bose-Einstein Condensate in a Uniform Light-Induced Vector Potential. *Phys. Rev. Lett.* 102, 130401 (2009).

[24] Z. Fu, P. Wang, S. Chai, L. Huang, and J. Zhang, Bose-Einstein condensate in a light-induced vector gauge potential using 1064-nm optical-dipole-trap lasers. *Phys. Rev. A* 84, 043609 (2011).

[25] Y. J. Lin, R. L. Compton, K. Jimenez-Garcia, J. V. Porto¹, I. B. Spielman, Synthetic

magnetic fields for ultracold neutral atoms. *Nature (London)*, 462,628 (2009).

[26] Y. J. Lin, K. Jimenez-Garcia, I. B. Spielman, Spin-orbit-coupled Bose-Einstein condensates. *Nature (London)*, 471,83 (2011).

[27] Pengjun Wang, Zeng-Qiang Yu, Zhengkun Fu, Jiao Miao, Lianghai Huang, Shijie Chai, Hui Zhai, and Jing Zhang. Spin-Orbit Coupled Degenerate Fermi Gases. *Phys. Rev. Lett.*, 109, 095301 (2012).

[28] Lawrence W. Cheuk, Ariel T. Sommer, Zoran Hadzibabic, Tarik Yefsah, Waseem S. Bakr, and Martin W. Zwierlein. Spin-Injection Spectroscopy of a Spin-Orbit Coupled Fermi Gas. *Phys. Rev. Lett.*, 109, 095302 (2012).

[29] Juris Ulmanis, Johannes Deiglmayr, Marc Repp, Roland Wester and Matthias Weidemüller, Ultracold Molecules Formed by Photoassociation: Heteronuclear Dimers, Inelastic Collisions, and Interactions with Ultrashort Laser Pulses. *Chemical Reviews*, 112, 4890 (2012).

[30]. Benjamin K. Stuhl, Matthew T. Hummon, Mark Yeo, Goulven Quemener, John L. Bohn, Jun Ye, Evaporative cooling of the dipolar hydroxyl radical. *Nature* 492,396 (2012).

[31] Zhengkun Fu, Lianghai Huang, Zengming Meng, Pengjun Wang, Long Zhang, Shizhong Zhang, Hui Zhai, Peng Zhang⁵ and Jing Zhang. Production of Feshbach molecules induced by spin-orbit coupling in Fermi gases. *Nat. phys.*, 10, 110 (2014).

第二章 量子简并气体的制备

因为我们的实验是超冷原子的研究，我们所有的工作都在超冷原子范畴之内完成，所以，超冷原子的制备是我们实验研究的第一步。我们的实验装置已经在先前的毕业论文和文献中做过十分详细的介绍^[1-10]，所以这里只做简单的回顾。

在实验上，我们选用的玻色子是 ^{87}Rb 原子，费米子是 ^{40}K 原子。在冷却 ^{87}Rb 原子的时候我们可以通过激光冷却加蒸发冷却的方法将其冷却到玻色爱因斯坦凝聚态。但是由于受到泡利不相容原理的限制，全同费米子之间的 s -波碰撞是被禁止的，所以不能进行蒸发冷却，我们在实验上采用的是“协同冷却”的方法，成功得到了 ^{40}K 的费米量子简并气体。

2.1 磁阱中的超冷原子

我们在实验上采用的是两级磁光阱 (MOT) 结构。一级磁光阱的磁场由一对上下放置的反向亥姆霍兹线圈组成。轴向的磁场梯度约为 $9 \text{ G/cm}^{[11]}$ ，MOT1 的三束光从三个方向两两垂直入射，交汇在一级磁阱的中心。然后各自在零度全反的反射镜上反射，沿原路返回。这样在磁阱中心就形成六束对射激光。原子就会被俘获在磁光阱的中心。

我们使用脉冲推送光将一级磁光阱中俘获的原子转移到二级磁光阱中，推送光的占空比为 1:10。二级磁光阱是六束激光沿 $\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$ 和 $-\hat{x}, -\hat{y}, -\hat{z}$ 方向入射，被推送来的原子会被俘获在二级磁光阱中心。

当二级磁光阱中的原子数量达到一定程度的时候，进行压缩磁光阱、偏振梯度冷却以及光抽运过程从而获得单一自旋态的玻色子和费米子。由于 Majorana 跃迁的影响，不能在四极阱中心进行蒸发冷却，需要转移到 QUIC 阱中进行。QUIC 阱由一对反向的亥姆霍兹线圈和一个 Ioffe 线圈组成。四极阱到 QUIC 阱的转变是通过增加 Ioffe 线圈电流实现的^[10]。我们在 QUIC 阱的优化上做过很多工作。当原子被转移到 QUIC 阱中以后，我们就可以对其进行蒸发冷却^[12-14]。

如果磁阱中只有 ^{87}Rb 原子，那么在射频蒸发的时候，在 40 s 的时间内，射频频率从 30 MHz 经过 7 步减小到 1 MHz 左右，就可以将磁阱中能量较高的原子抛出阱外，只留下能量较低的原子从而使原子温度降低到 500 nK 左右，从而实现玻色爱因斯坦凝聚。经过不断优化，我们现在可以得到的凝聚体的数目大约为 $5 \cdot 10^5$ 个。

对于 ^{40}K 费米量子简并气体的实现，我们实验上采用的是协同冷却的方法，也就

是通过 ^{87}Rb 原子和 ^{40}K 原子之间的碰撞，抛出 ^{87}Rb 原子的方法来实现费米子 ^{40}K 的量子简并。

由于达到量子简并的气体原子团具有很高的密度，为了准确得到原子团的信息，我们需要在原子进行飞行展开后进行吸收成像。一般来说，在量子简并的情况下， ^{87}Rb 原子飞行展开时间为 28 ms， ^{40}K 原子飞行展开时间为 10 到 13 ms。

这样，我们就在 QUIC 阱里获得了玻色爱因斯坦凝聚和量子简并费米气体，就可以进行相关的实验研究了。

2. 2 光阱中的超冷原子

虽然在上一节中我们已经得到了量子简并气体，但是，QUIC 阱有它的优点，也有自身的缺点。因为 QUIC 阱的中心位置不在我们的玻璃 Cell 中心，而是靠近一侧的玻璃壁，所以很多时候给我们操控原子带来诸多的不便。为了克服这个困难，我们需要将在 QUIC 阱中经过初步蒸发冷却的原子转移回 Cell 的中心，然后再装载到偶极力阱中^[4]。在这里，为了获得更多的原子，并没有在 QUIC 阱中冷却至量子简并。

在我们的实验中，QUIC 阱的中心与 Cell 的中心距离很大，约为 12 mm，在转移的时候我们需要做到：转移过程中 ^{87}Rb 原子和 ^{40}K 原子在空间位置重合；尽可能的减少转移过程中的加热和原子损耗；转移到中心后原子的振荡幅度尽可能小。为了满足这几个条件，我们在 QUIC 阱的两侧加了一对同向的亥姆霍兹线圈来帮助转移原子。在转移的过程中，我们按照给原子先加速再减速的原则，把距离分为 24 段，分别优化每段距离的电流和电压。在成功转移以后，我们得到的 ^{87}Rb 原子数为 2×10^7 左右， ^{40}K 原子数为 8×10^6 左右，温度为 2 μK 左右，振荡幅度小于 100 μm 。

由于此时原子的温度较高，我们需要进一步冷却原子，这里我们采用的是光阱蒸发的方法。利用两束交叉的 1064 nm 的激光作为偶极力阱。当原子被转移到 Cell 中心以后用 800 ms 的时间缓慢将两束激光增加到 900 mW 和 1.9 W，然后再用 600 ms 的时间降低激光功率，同时降低磁场和增加重力补偿磁场。从而绝热地将原子装载在光阱中，紧接着，我们就可以通过进一步降低激光功率来实现偶极力阱中的蒸发冷却。在光阱中，经过三步蒸发冷却，我们可以得到原子数约为 5×10^5 的 ^{87}Rb 玻色爱因斯坦凝聚体，或者约 7×10^6 的量子简并费米气体。

这样，我们不仅将原子转移到了 Cell 的中心，利用偶极力阱实现了量子简并气体，在空间上有了足够大的范围便于我们以后对超冷原子的操控，同时，由于此时的原子是被囚禁在偶极力阱中，我们就可以改变原子处磁场的大小，这为下面的

Feshbach 共振等实验提供了必要的条件^[15,16]。

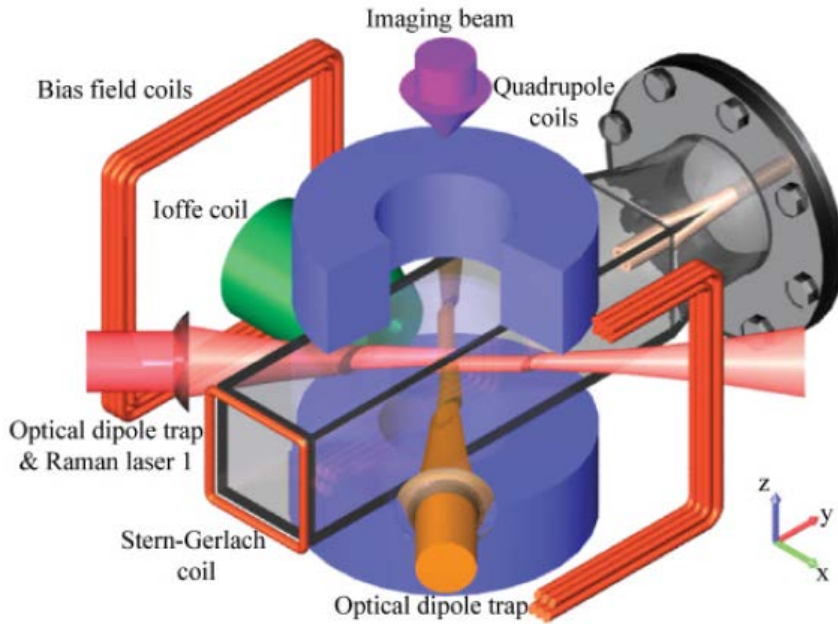


图 2.1 二级磁光阱附近主要实验装置。图中标出的主要有玻璃 Cell、四极线圈、Ioffe 线圈，偏置线圈、用于 \hat{y} 方向的梯度磁场线圈、探测光以及偶极力阱的光。

2.3 自旋态制备

在光阱中实现玻色子和费米子的量子简并的时候， ^{87}Rb 和 ^{40}K 原子的自旋态分别是 $|F=2, m_F=2\rangle$ 和 $|F=9/2, m_F=9/2\rangle$ 。我们可以通过微波和射频来制备不同的自旋态。 $|F=2, m_F=2\rangle$ 与 $|F=1, m_F=1\rangle$ 之间跃迁可以通过扫描微波信号获得。如果我们将磁场置于 4 G，然后以 1.5 MHz 为中心，在 80 ms 的时间内扫描宽度为 0.4 MHz， ^{40}K 原子就会从 $|F=9/2, m_F=9/2\rangle$ 转移到 $|F=9/2, m_F=-9/2\rangle$ 态上去。如果我们希望原子处在相邻的态上，需要加大磁场使得各能级间有较大分裂，便于操作。由于 $|F=2, m_F=2\rangle$ 态的 ^{87}Rb 和 $|F=9/2, m_F=-9/2\rangle$ 的 ^{40}K 原子不能稳定存在，会因为非弹性碰撞而损耗掉，而我们最初制备出的 ^{87}Rb 简并气体恰恰是 $|F=2, m_F=2\rangle$ ，所以，在不需要 $|F=2, m_F=2\rangle$ 的 ^{87}Rb 原子的时候，我们会加一个 30 μs 的共振光，将 ^{87}Rb 原子消除干净。

实验上需要较高磁场的时候，这个磁场就由原来的四极线圈来提供，我们通过开关控制，使得原来的四极线圈由原来的**反向**亥姆霍兹变为**同向**的亥姆霍兹，从而可以提供**均匀磁场**。为了获得更加稳定的磁场，我们在电路中利用**霍尔元件测量电流**，再引入反馈控制电路，从而获得更稳定的偏置磁场电流。同时，为了尽可能减小噪声，控制电路和霍尔元件的电源由一组电池提供，相比于电流源，电池的电流具有更小的噪声。

图 2.1 中的 Ioffe 线圈除了在形成 QUIC 阱的时候用到，有时候也会用来提供史特恩-盖拉赫效应(Stern-Gerlach Effect)中用到的梯度磁场。玻璃 Cell 顶端的小线圈用来在另一个方向提供梯度磁场。

2. 4 小结

本章中，简单回顾了我们的实验操作和过程，使得我们对这个实验的前期工作有了初步的了解。并对一些基本的操作做了简要的介绍，有助于对后面一些具体实验工作的理解。

参考文献

- [1] Wei Dong, Xiong Dezhi, Chen Haixia, Wang Pengjun, Guo Lu and Zhang Jing, Simultaneous magneto-optical trapping of fermionic 40K and bosonic 87Rb atoms. *Chin. Phys. Lett.* 24, 1541 (2008).
- [2] Wang Pengjun, Xiong Dezhi, Fu Zhengkun and Zhang Jing, Experimental investigation of evaporative cooling mixture of bosonic 87Rb and fermionic 40K atoms with microwave and radio frequency radiation. *Chin. Phys. B*, 20, 016701(2011).
- [3] Xiong Dezhi, Wang Pengjun, Chen Haixia and Zhang Jing, Evaporative cooling Rubidium atoms with Radiation. *Chin. Opt. Lett.*, 8 351(2010).
- [4] Xiong Dezhi, Chen Haixia, Wang Pengjun, Yu Xudong, Gao Feng and Zhang Jing, Quantum Degenerate Fermi–Bose Mixtures of 40K and 87Rb Atoms in a Quadrupole-Ioffe Configuration Trap. *Chin. Phys. Lett.* 25, 843 (2008).
- [5] Xiong Dezhi, Wang Pengjun, Fu Zhengkun, Chai Shijie, Zhang Jing, Evaporative Cooling of ^{87}Rb Atoms into Bose-Einstein Condensate in an Optical Dipole Trap. *Chin. Opt. Lett.*, 8 627,(2010).
- [6] 卫栋, $^{87}\text{Rb}-^{40}\text{K}$ 玻色费米混和气体磁光阱的实验研究.博士论文, 山西大学, (2007).
- [7] 陈海霞, $^{87}\text{Rb}-^{40}\text{K}$ 玻色费米混和气体量子简并的实现.博士论文, 山西大学, (2009).
- [8] 熊德智, ^{87}Rb 和 ^{40}K 玻色费米量子简并混合气体在磁阱和光阱中的操控.博士论文, 山西大学, (2010).
- [9] 王鹏军, 超冷玻色费米气体的集体原子反冲行为和Feshbach共振.博士论文, 山西大学, (2011).
- [10] 王鹏军, 陈海霞, 熊德智, 于旭东, 高峰, 张靖, 实现玻色-费米混合气体量子简并的四极Ioffe组合磁阱设计.物理学报 57 4840(2006).
- [11] 卫栋, 陈海霞, 熊德智, 张靖, $^{40}\text{K}-^{87}\text{Rb}$ 原子冷却的半导体激光器系统.物理学报 55 6342(2006).
- [12] Harld F. Hess, Greg P. Kochanski, John M. Doyle, Naoto Masuhara, Daniel Kleppner and Thomas J. Greytak. magnetic trapping of spin-polarized atomic hydrogen. *Phys. Rev. Lett.*, 59, 672 (1987)

- [13] R. van Roijen, J. J. Berkhout, S. Jaakkola and J. T. M. Walraven. Experiments with atomic Hydrogen in a magnetic Trapping field. *Phys. Rev. Lett.*, 61, 931 (1988)
- [14] Naoto Masuhara, John M. Doyle, Jon C. Sandberg, Daniel Kleppner, Thomas J. Greytak, Harald F. Hess and Greg P. Kochanski. Evaporation cooling of spin-polarized atomic hydrogen. *Phys. Rev. Lett.*, 61, 935 (1988).
- [15] Zhengkun Fu, Pengjun Wang, Shijie Chai, Lianghu Huang, and Jing Zhang, Bose-Einstein condensate in a light-induced vector gauge potential using 1064-nm optical-dipole-trap lasers. *Phys. Rev. A* 84, 043609 (2011).
- [16] Pengjun Wang, Zeng-Qiang Yu, Zhengkun Fu, Jiao Miao, Lianghui Huang, Shijie Chai, Hui Zhai, and Jing Zhang. Spin-Orbit Coupled Degenerate Fermi Gases. *Phys. Rev. Lett.*, 109, 095301 (2012).

第三章 简并气体中自旋轨道耦合的实现

3.1 概述

近几十年来，物理学家们一直在尝试建立理查德·费曼所设想的“Quantum Scale Model”^[1]，利用可控制的量子粒子来解释量子体系和凝聚态物理中的那些棘手的问题。原子冷却与俘获技术的进步，极大地推进了玻色爱因斯坦凝聚（BEC）和简并费米气体（DFG）的发展，人们提出利用超冷原子模拟各种凝聚态物理现象的想法，在这方面比较代表性的工作有德国马克思-普朗克研究所在光晶格中实现超流态到绝缘态转变的研究^[2-8]。

当原子的温度小于 mK 量级的时候，超冷原子的量子多体系统在实验上可以以多种方式被精确地操控^[9-12]。比如可以通过 Feshbach 共振技术调节原子之间的相互作用强度，利用光晶格可以产生周期性不存在杂质和缺陷的势场，且晶格的参数可以通过激光控制。从而很好解决了在传统的材料中一旦材料被制成参数就无法改变带来的问题。

我们知道，当带电粒子处于电场、磁场中的时候，会有许多有趣的现象发生。在电子体系中，带电粒子之间会有库伦相互作用，且在外磁场中会受到洛伦兹力。但是，在超冷原子系统当中，原子是中性的，所以，使得中性原子具有类似带电粒子的性质是物理学家们亟待解决的问题^[13-19]。电子在电磁场中的运动属于规范性质，所以人们提出了一些解决方法。一种方法就是使 BEC 旋转起来^[20,21]，这个过程会出现 Berry 相，从而产生一个等价的洛伦兹力，但是这个方法中，系统的旋转速度不能太快，这是其最大的缺点。另一种方法就是利用光与原子的相互作用，通过调节实验参数，产生一个规范势，这个规范势既可以是阿贝尔规范势，也可以是非阿贝尔规范势。从 2009 年开始，美国国家标准技术院（NIST）的 Spielman 小组利用拉曼技术先后在玻色子里成功实现了人造的规范场、磁场、电场和玻色子的自旋轨道耦合^[22-25]。2011 年，我们小组利用 1064 nm 的偶极力阱实现了玻色爱因斯坦凝聚态的人造规范势^[26]。2012 年，我们实验小组在费米子中首次观察到了自旋轨道耦合现象^[27]。

随着科技的发展，自旋轨道耦合受到越来越多的关注。自旋轨道耦合，是人造规范势的特殊情形，有时候也被称为自旋轨道相互作用，是指粒子的自旋与动量之间的相互作用，这在物理世界内是普遍存在的。在凝聚态物理中，自旋轨道耦合对于自旋霍尔效应、拓扑绝缘等都有着重要的作用，有助于我们对类似砷化镓之类的电子特性

材料和电子自旋器件的研究。由于冷原子本身的优点，很自然被看做是研究自旋轨道耦合的一个很好平台。

那么到底什么是自旋轨道耦合呢？

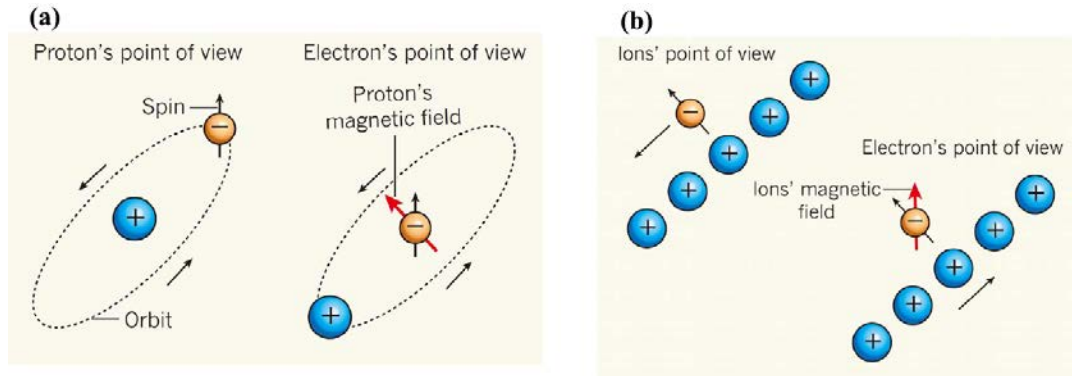


图 3.1 自旋轨道耦合。(a) 在原子中，电子（橙色表示）绕原子核做圆周运动。从电子的角度来看，是原子核围绕电子转动，运动的电荷会形成电流，电流会产生磁场，从而影响电子的轨道。(b) 对于金属中自由运动的电子，从电子的角度来看是离子在运动，同样会产生磁场影响电子的运动。

物体的自旋和轨道的相互作用即自旋轨道耦合普遍存在于宏观世界和微观世界。经常被提到的例子就是电子绕原子核的圆周运动。如图 3.1 所示，我们知道，在原子中，电子围绕原子核做圆周运动，如果以电子为坐标原点，从电子的角度来看，是原子核围绕电子转动，运动的电荷会形成电流，而电流会产生磁场，这个磁场会与具有自旋的电子相互作用从而改变它的运动轨道，这就是自旋轨道耦合。同样道理，对于自由移动的电子，如图 3.1 (b) 所示，从电子的角度看，质子的运动会产生一个影响电子自旋的磁场。在实际的固体物理中，电子的自旋和它的运动（自旋轨道耦合）是相当复杂的，但是它的本质就是外电场对运动自旋的作用^[29]。

在通常情况下，自旋轨道耦合作用的强弱是物质的一个固有属性，很大程度上取决于物质的种类。在 Spielman 小组的实验中，他们选取 ^{87}Rb 原子的两个自旋态 $|\uparrow\rangle = |F=1, m_F=0\rangle$ 和 $|\downarrow\rangle = |F=1, m_F=-1\rangle$ 来模拟电子自旋向上和自旋向下的两个自旋态，利用一对拉曼光来产生自旋态的跃迁并改变原子的动量，因此自旋态与原

子的动量就直接联系在一起，这样产生的缀饰态就是一个人造的自旋轨道耦合。这个实验的优点之一是拉曼光是远失谐的，对原子损耗很小；其次是可以控制自旋轨道耦合的强度。关掉拉曼光，原子的自旋与原子的运动之间就是相互独立的，没有了自旋轨道耦合；打开拉曼光，自旋轨道耦合就会出现，耦合的强度取决于激光的强度^[20-23]。

在这一章中，我们首先介绍什么是自旋轨道耦合，接着简单介绍人造规范场和自旋轨道耦合的理论依据和实验模型，然后介绍我们小组在玻色子中有关人造规范场的研究工作，最后介绍在费米量子简并气体中有关自旋轨道耦合的研究工作。

3.2 人造规范场和自旋轨道耦合的基本原理

我们知道，对于一个中性粒子，在势场 V 中运动的时候，其哈密顿量可以写成这样：

$$H(p, r) = \frac{p^2}{2m} + V(r) \quad (3.1)$$

而对于一个处于电磁场中质量为 m 的运动粒子，它的哈密顿量可以表示为：

$$H(p, r) = \frac{1}{2m} \left(p - \frac{q}{c} \mathbf{A} \right)^2 + q\phi + V(r) \quad (3.2)$$

其中 \mathbf{A} ， ϕ 分别是电磁矢势和标势。对比式3.1和3.2，我们发现中性粒子和带电粒子的哈密顿量的最大的差别就在于动能项，所以说如果我们可以把中性粒子的哈密顿量写成式3.2的形式，我们就可以用中性粒子来模拟带电粒子在电磁场中的情形了。

对于一个基态的二能级原子系统，我们首先在沿 \hat{x} 方向加上两束对射的激光，两束激光的频率分别 ω_L 和 $\omega_L + \Delta\omega_L$ ，频率差为 $\Delta\omega_L$ ，则光子之间的能量差为 $\Delta_R = \hbar\Delta\omega_L$ 。如图3.2所示，当原子处于一个小磁场 $\mathbf{B} = (B_0 + \Delta B)\hat{y}$ 中的时候，在两个能级之间就会产生一个线性的能级分裂，分裂大小为 $\Delta_E = g\mu_B(B_0 + \Delta B)$ ，在这里 g 是原子的 g 因子， μ_B 为玻尔磁子。我们令 $\Delta_R = g\mu_B B_0$ ，则有 $\delta = g\mu_B \Delta B$ 。两束拉曼光对于原子基态激发态之间的跃迁频率是远失谐的，处于激发态的原子可以忽略不计，拉曼光在基态之间形成一个强度为 Ω 的耦合。假设原子最初处于基态 $|2\rangle$ ，在对射的拉曼光的作用下，原子会从态 $|2\rangle$ 跃迁到态 $|1\rangle$ ，在这个过程中，原子首先会吸收一个频率为 ω_2 的光子，从而获得一个沿 \hat{x} 方向的动量，大小为 $k_r = 2\pi/\lambda$ ，然后再释放出一个沿 \hat{x} 反方向频率为 ω_1 的光子，从而再获得一个大小为 $k_r = 2\pi/\lambda$ 沿 \hat{x} 方向的动量，这样，原子从态 $|2\rangle$

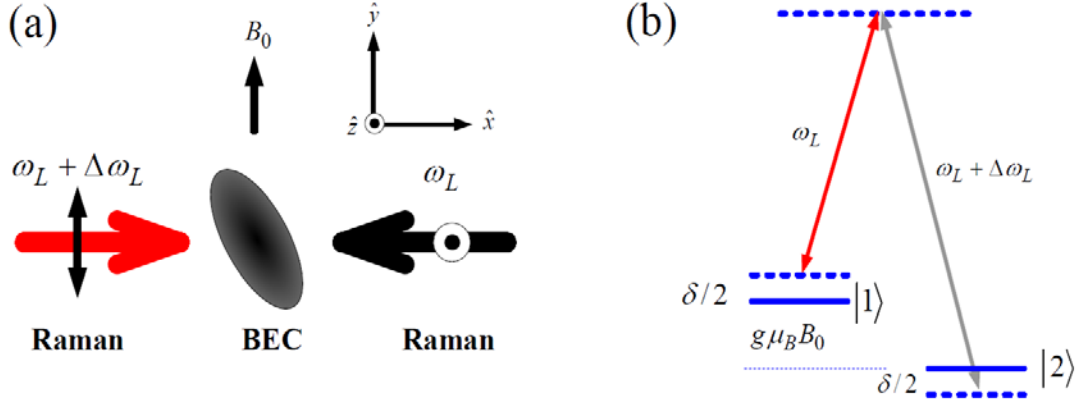


图 3.2 (a) BEC 原子处在磁场 B_0 中，两束拉曼光相对入射，两束拉曼的频率分别为 ω_L 和 $\omega_L + \Delta\omega_L$ ，频率分别为当两束拉曼光的频率差 $\Delta\omega_L$ 与磁场大小合适的时候就会有拉曼跃迁过程发生。(b) 拉曼过程能级跃迁示意图。 $g\mu_B B_0$ 是能级分裂大小， δ 是拉曼失谐。

跃迁到态 $|1\rangle$ 的过程中就获得了大小为 $2k_r$ 沿 \hat{x} 方向的动量。该系统的哈密顿量可以表示为：

$$H(\tilde{k}_x) = \hbar \begin{pmatrix} \frac{\hbar}{2m} \tilde{k}_x^2 + \delta/2 & \frac{\Omega}{2} e^{i2k_R x} \\ \frac{\Omega}{2} e^{-i2k_R x} & \frac{\hbar}{2m} \tilde{k}_x^2 - \delta/2 \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

考虑拉曼光不是相对入射的情况，这里 $k_R = k_r \sin(\theta/2)$ ， θ 为两束拉曼光之间的夹角，利用

$$U = \begin{pmatrix} e^{-ik_R x} & 0 \\ 0 & e^{ik_R x} \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

对式 3.3 进行么正变换，可得

$$H(\tilde{k}_x) = U H U^\dagger = \hbar \begin{pmatrix} \frac{\hbar}{2m} (\tilde{k}_x + k_R)^2 - \delta/2 & \Omega/2 \\ \Omega/2 & \frac{\hbar}{2m} (\tilde{k}_x - k_R)^2 + \delta/2 \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

这样，中性原子的哈密顿量中 $(k_x - A_x)^2/2m$ 部分就类似于带电粒子在电磁场中的形式。这样，我们就可以利用冷原子来模拟带电粒子在电磁场中的情形，在这里 A_x 为常数。这样就认为我们为中性原子建造了一个规范场。

如果我们把这两个超精细结构看做两个赝自旋态，自旋向上 $|\uparrow\rangle$ 和自旋向下 $|\downarrow\rangle$ ，就可以得到：

$$H_{SO} = H(\tilde{k}_x) = \frac{1}{2m}(k_x + k_R \sigma_z)^2 + \frac{\Omega}{2} \sigma_x - \frac{\hbar}{2} \sigma_z \quad (3.6)$$

这里的哈密顿量描述的是一个非阿贝尔规范场，其中矢量势 $A_x = k_L \sigma_x$ 与标量势 $(\Omega/2)\sigma_x + (\hbar/2)\sigma_z$ 是非对易的^[30]。这里得到的自旋轨道耦合相当于凝聚态物理里常说的 Rashba 耦合 $(k_x \sigma_x + k_y \sigma_y)$ 和 Dresselhaus 耦合 $(k_x \sigma_x - k_y \sigma_y)$ 的等权叠加。

在实验中，我们选择的是 ^{87}Rb 的 $|\uparrow\rangle = |F=2, m_F=2\rangle$ 和 $|\downarrow\rangle = |F=2, m_F=1\rangle$ 两个自旋态。根据式 (3.5) 可以得到原子系统的能量本征值：

$$E_{\pm}(k_x) = \hbar \left[\frac{\hbar}{2m} (k_x^2 + k_R^2) \pm \sqrt{(4\hbar k_x k_R / 2m - \delta)^2 + \Omega^2} / 2 \right] \quad (3.7)$$

和能量本征态：

$$|\uparrow', k_x\rangle = c_1 |\uparrow, k_x + k_R\rangle + c_2 |\downarrow, k_x - k_R\rangle \quad (3.8)$$

$$|\downarrow', k_x\rangle = c_3 |\uparrow, k_x + k_R\rangle + c_4 |\downarrow, k_x - k_R\rangle \quad (3.9)$$

其中

$$c_1 = 1/\sqrt{a^2 + 1}$$

$$c_2 = a/\sqrt{a^2 + 1}$$

$$c_3 = 1/\sqrt{b^2 + 1}$$

$$c_4 = b/\sqrt{b^2 + 1}$$

$$a = - \left(4\hbar k_x k_R / 2m - \delta - \sqrt{(4\hbar k_x k_R / 2m - \delta)^2 + \Omega^2} \right) / \Omega$$

$$b = - \left(4\hbar k_x k_R / 2m - \delta + \sqrt{(4\hbar k_x k_R / 2m - \delta)^2 + \Omega^2} \right) / \Omega$$

$|\uparrow', k_x\rangle$ 是高能级饰态，对应的本征值为 $E_+(k_x)$ ， $|\downarrow', k_x\rangle$ 是低能级饰态，对应的

本征值为 $E_-(k_x)$ 。缀饰态的高低能级 $E_{\pm}(k_x)$ 依赖于实验参数 Ω 和 δ 。 Ω 是拉曼耦合强度，由两束拉曼光的光强决定，可以通过调节光强来控制； δ 是拉曼光的失谐，由两束拉曼光的频率差和磁场共同决定，可以通过调节拉曼光频率差或者通过调节磁场大小来控制，所以在实验上能量最小值($k_{x\min}$)的位置是可以控制的。为了很清楚的说明拉曼耦合强度 Ω 和拉曼失谐 δ 对能量本征值的影响，下面我们给出不同情况下的能量本征值和准动量 k_x 的曲线。

图 3.3 是对于 $\delta = 0E_R$ ， $\Omega = 0E_R$ 时的情况，这里 $E_R = (\hbar k_R)^2 / 2m$ ，此时拉曼耦合强度为零，即没有拉曼光、原子为裸态的情形。此时，两个能量本征值是两个抛物线形状，在 $k_x = 0$ 的地方相交。

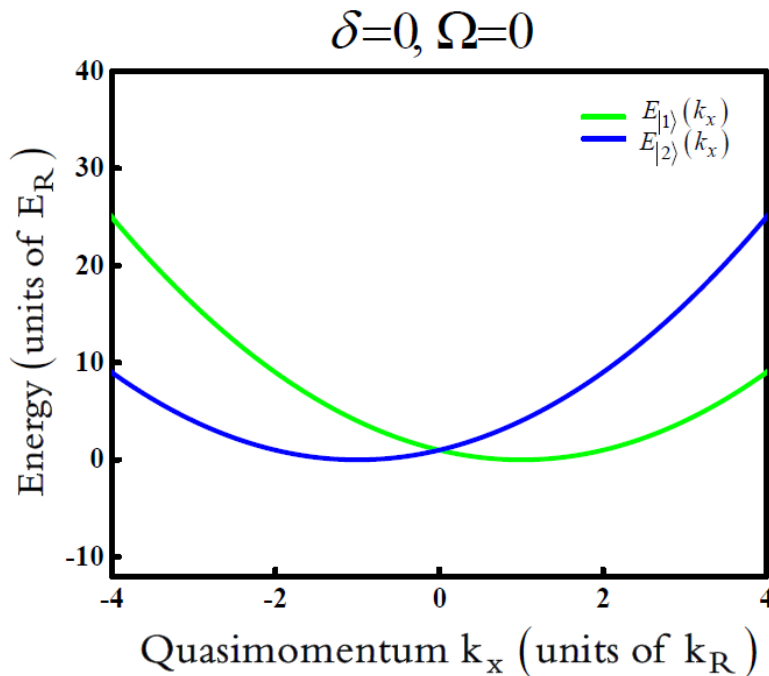


图 3.3 耦合强度为零时两个本征值与动量的关系。

在 $\delta = 0E_R$ 的情况下，如果我们打开拉曼光，使得耦合强度 $\Omega > 0E_R$ ，我们就发现有截然不同的现象出现，如图 3.4 所示。我们发现，与没有耦合的时候相比，两个曲线从原来相交的地方断开，分为上下独立的两支，上面一支的形状类似倒立的抛物线，下面一支呈双阱结构。随着耦合强度的增加，两支曲线 $E_{\pm}(k_x)$

和 $E_-(k_x)$ 分别会向上和向下移动，两支能量之间的间距逐渐增大，且下支双阱结构变得不明显。

如果保持拉曼耦合强度不变，而是改变失谐 δ ，同样会对本征值影响很大。如图 3.5 所示，我们会发现，当 δ 为 0 的时候，低能级 $E_-(k_x)$ 在准动量空间包

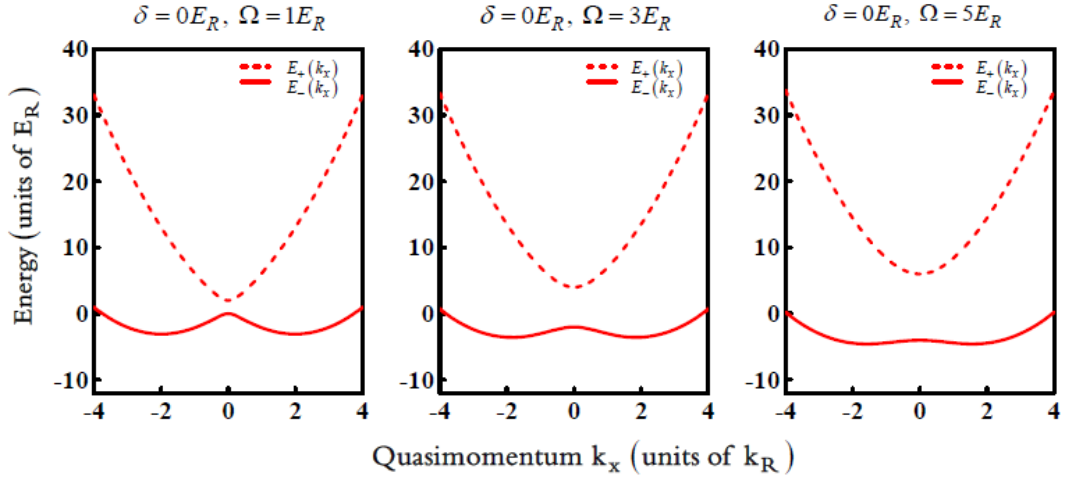


图 3.4 拉曼失谐为零时拉曼耦合强度对能量-准动量分布的影响。黑色虚线代表高能级饰态的本征值 $E_+(k_x)$ ，红色实线代表低能级饰态的本征值 $E_-(k_x)$ ；耦合强度依次为 $\Omega=1E_R$ ， $3E_R$ 和 $5E_R$ ； $\delta=0E_R$ 。

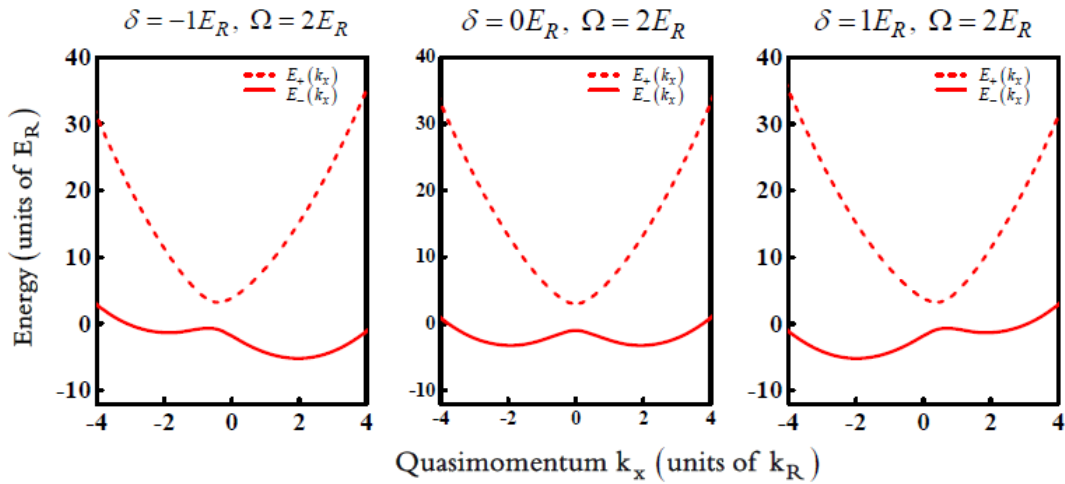


图 3.5 拉曼光失谐对能量-准动量分布的影响。 $\Omega=2E_R$ ，失谐分别为 $\delta=-1E_R$ ， $0E_R$ 和 $1E_R$ 。

含双阱结构，两个阱的深度完全一样，具有对称性。当 δ 不为 0 的时候，双阱是不对称的， δ 的正负决定哪个阱更深。

从图 3.4 和图 3.5 中我们发现，低能级 $E_-(k_x)$ 在准动量空间包含双阱结构，这个双阱结构不是固定不变的，会随 Ω 和 δ 的变化而变化。对于固定的 Ω ， δ 决定两个阱的相对深浅。对于 δ 较小的情况，当 $\Omega < 4E_R$ 时，低能级 $E_-(k_x)$ 在准动量空间的双阱结构是比较明显的。当 $\Omega > 4E_R$ 时，双阱逐渐合并为一个阱。如图 3.6 所示。在 Ω 逐渐增大的过程中，我们可以发现下面一支曲线中的两个阱的深度差逐渐减小，且双阱阱底距离在逐渐靠近，最后合二为一，形成一个较宽的阱。

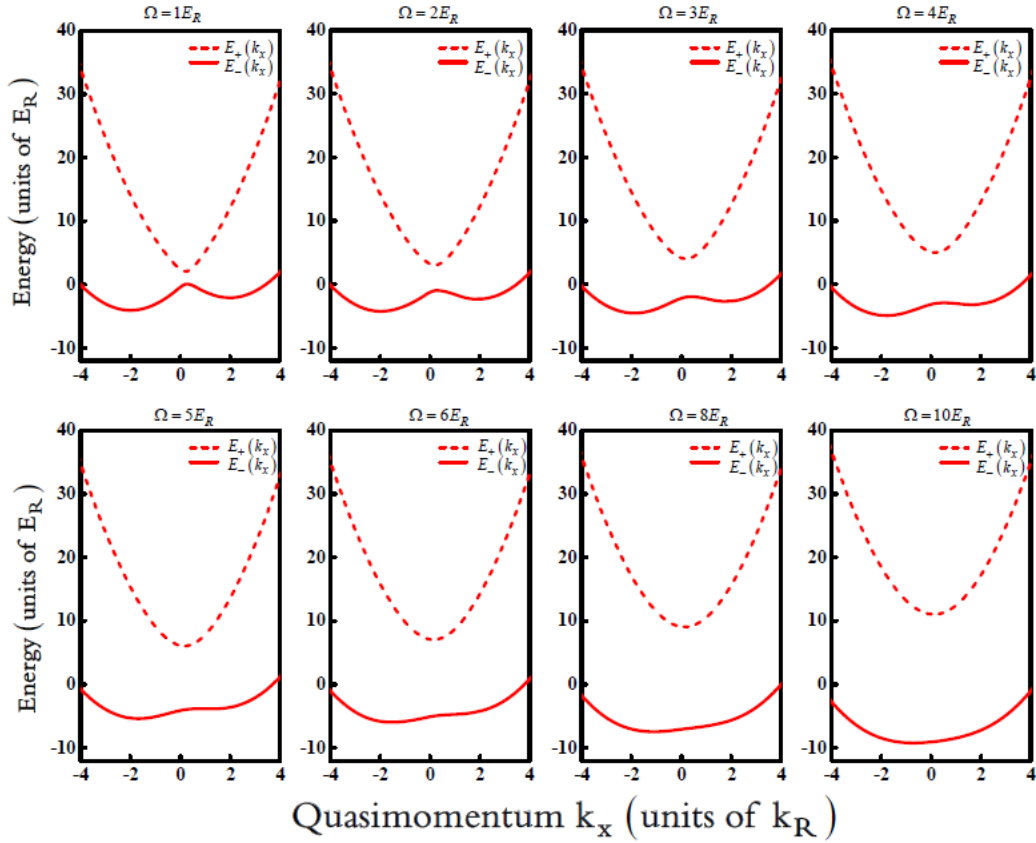


图 3.6 拉曼失谐不为零时拉曼耦合强度对能量-准动量分布的影响。

$\delta = 1E_R$ ，耦合强度依次为 $\Omega = 1E_R, 2E_R, 3E_R, 4E_R, 5E_R, 6E_R, 8E_R$ 和 $10E_R$ 。

3.3 人造规范场中的 ^{87}Rb

在美国国家标准技术院 (NIST) 的 Spielman 小组的实验中, 他们首先在 1550 nm 的偶极阱中得到原子数约为 $N=2.5 \times 10^5$ 个 ^{87}Rb 原子的凝聚体, 然后外加一个塞曼磁场以产生塞曼分裂, 分裂大小为 $\omega_Z/2\pi \approx 3.25$ MHz。再加上两束波长为 804.3 nm 激光作为拉曼光, 从而获得人造规范场。我们实验的不同之处主要有两个。第一, 我们使用的拉曼光是远失谐的 1064 nm 的激光, 而他们使用的是 804.3 nm 的激光。第二, 我们所使用的拉曼光就是偶极阱中所用的激光, 没有引入新的光束, 降低了实验的复杂性。

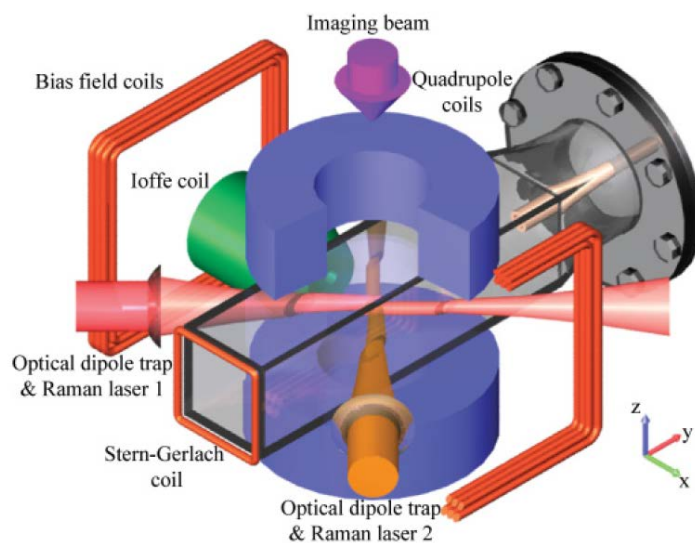


图 3.7 实验装置示意图。在这里, 我们直接用偶极力阱的激光来做拉曼光。两束偶极力光的频率差固定不变, 为 10.4 MHz, 我们可以通过改变磁场的大小来调节拉曼失谐。Cell 顶端的史特恩-盖拉赫线圈是为后面探测不同自旋态时提供梯度磁场的。

首先, 我们将原子制备在 $|F=2, m_F=2\rangle$ 态上, 在 QUIC 阱中经过蒸发冷却达到 $1.5 \mu\text{K}$ 后转移到玻璃 Cell 的中心位置, 然后缓慢打开两束垂直交叉激光形成的偶极力阱, 用 800 ms 的时间将功率分别增大到 900 mW (光束 1) 和 1.3 W (光束 2), 然后再在 600 ms 的时间内同时绝热地降低激光功率和磁场, 这样, 原子就被绝热的装载到偶极力阱当中, 然后在 1.2 s 的时间内把光强降低到 169 mW (光束 1) 和 320 mW (光束 2), 降低光强后光阱的深度变浅从而得到光阱 BEC。得到光阱 BEC 后,

通过控制亥姆霍兹线圈的电流大小来改变磁场，就实现了人造规范场。图 3.7 是我们的实验装置示意图^[31,32]。

在这里，我们用到的激光器是德国 INNOLIGHT 公司生产的单模单频激光器 (MOPA 15NE, InnoLight Technology. Ltd)，最大输出功率为 15 W，线宽为 100 kHz。激光从激光器出来以后通过分光棱镜进行分束，分出功率大小分别为 1.7 W 和 2.5 W 两束光，这两束光分别经过两个不同的 AOM (3110-197.Crystal Technology Inc.) 进行移频，移频大小分别为 -100 MHz 和 -110.4 MHz。移频信号由安捷伦公司的信号源提供 (N9310A, Agilent)，移频后的激光分别进入两条保偏光纤 (NEW PMJ-3AC, 3AC-1064-6/125-3AC-4-1, OZ OPTICS Ltd.)，传输到 MOT2 附近形成偶极力阱。

在我们的实验中，原子最初制备在 $|F = 2, m_F = 2\rangle$ ，拉曼跃迁后的原子会布居在 $|F = 2, m_F = 1\rangle$ 上。由于两束拉曼光是垂直的，原子在跃迁过程中获得的动量是吸收和辐射光子两个过程获得动量的矢量和，如图 3.8 所示，原子最终获得的动量大小为 $\sqrt{2}k_r$ ，方向为 \hat{x} 轴负方向。这样，发生拉曼跃迁的原子与未发生拉曼跃迁的原子就具有了不同的动量，即两个不同自旋态的动量不同。

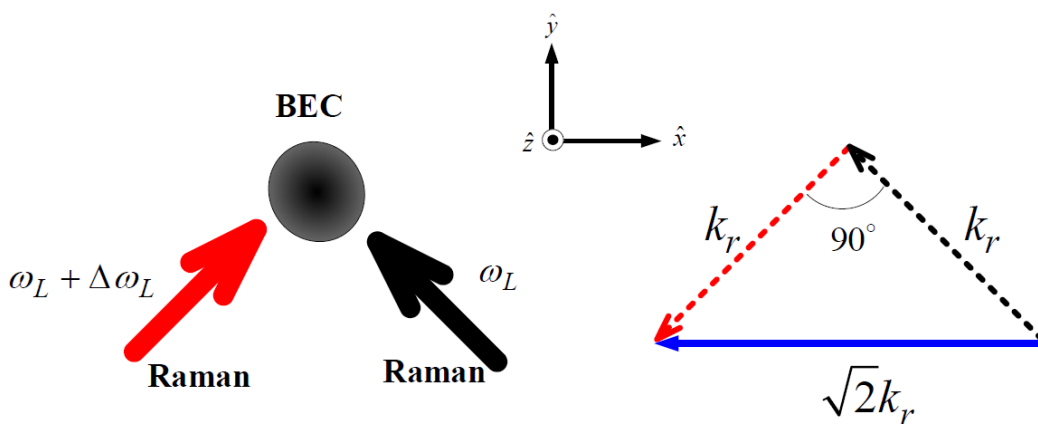


图 3.8 光与原子作用示意图。两束拉曼光垂直照射在 BEC 原子上，由于这个拉曼过程是 $|F = 2, m_F = 2\rangle$ 到 $|F = 2, m_F = 1\rangle$ 的跃迁，所以原子在跃迁过程中会先吸收频率为 ω_L 的光子。这样我们就可以得到跃迁后原子的动量，如右侧图中表示，沿 \hat{x} 轴负方向。

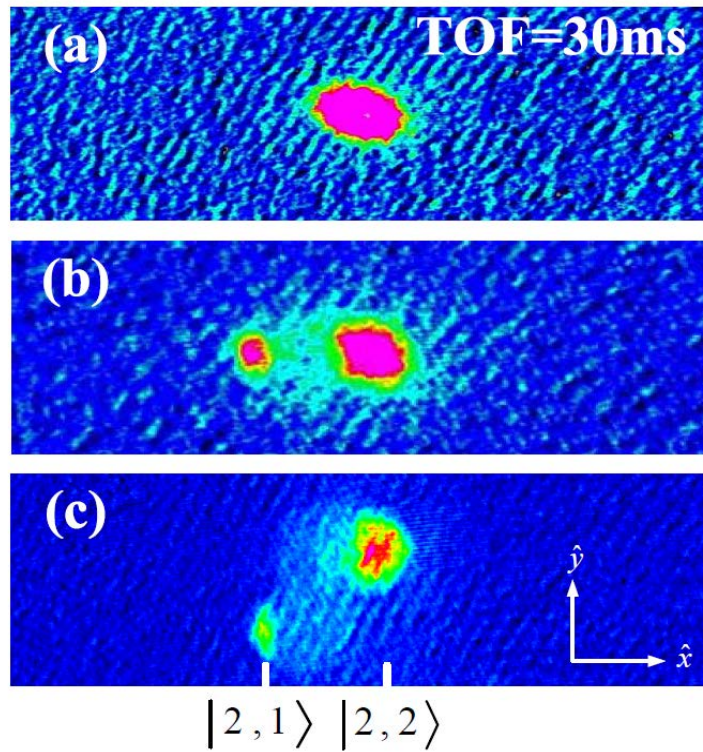


图 3.9 吸收成像结果对比。(a) 中是没有拉曼跃迁的正常 BEC 原子吸收成像的结果。(b) 中是发生拉曼跃迁过程后原子自由飞行 30 ms 后的结果，由于具有不同动量，所以展开后可以明显看出两团原子。(c) 中是发生拉曼跃迁过程后原子在飞行展开时 \hat{y} 方向存在史特恩-盖拉赫场的情况。与图 (b) 相比， $|F=2, m_F=1\rangle$ 态的原子在 \hat{x} 方向没有变化，在 \hat{y} 方向变化明显。

探测原子的时候我们使用的是吸收成像的方法。我们先迅速关闭光阱和磁场，让原子在重力场中自由飞行 30 ms，飞行展开后再然后利用吸收成像的方法获得原子图像。

图 3.9 (a) 是对 $|F=2, m_F=2\rangle$ 的 BEC 原子飞行展开后的吸收成像。图 3.9 (b) 是拉曼跃迁后的吸收成像。我们刚才提到，在拉曼过程中发生跃迁的原子会获得一个大小为 $|F=2, m_F=2\rangle$ ，方向为 x 轴负方向的动量，这就导致不同自旋态的原子在 \hat{x} 方向上速度不同，所以自由飞行一段时间后两部分原子在空间上就会分离开来。

根据史特恩-盖拉赫效应 (Stern-Gerlach Effect) 我们知道, 不同自旋态的原子在非均匀磁场中受到的力是不同的, 如果我们在原子飞行的过程中在 \hat{y} 方向加上一个非均匀磁场, 那么不同自旋态的原子在 \hat{y} 方向上就可以区分出来。图 3.9 (c) 是加上史特恩-盖拉赫场的情况, 可以清楚的看出两部分原子在 \hat{y} 方向的区别, 再次证明这两部分原子处于不同的自旋态。

为了增大拉曼耦合强度, 实现 BEC 后, 我们再将偶极力阱的光强增加到 207 mW (光束 1) 和 480 mW (光束 2)。测量耦合强度 Ω 时, 我们缓慢降低光束 2 的光强到 0, 同时打开与光束 2 对射的光束 3, 光束 3 的移频频率为 -103 MHz, 这样光阱就由光束 1 和光束 3 组成, 然后我们改变亥姆霍兹偏置磁场, 使得 $\hbar\delta = -4E_R$, 改变光束 2 的脉冲时间, 我们就可以得到拉比振荡的周期, 我们测出的周期是 420 μs , 振荡频率 $\hbar\Omega = 2.35E_R$ 。

在我们的实验中, 两束拉曼光之间的频率差为一个定值, 即 10.4 MHz, 所以我们通过改变磁场 B 的大小就可以调节 δ , 当 $\delta=0$ 的时候, 拉曼光相对于 $|F=2, m_F=2\rangle$ 和 $|F=2, m_F=1\rangle$ 是共振的, 相对于 $|F=2, m_F=1\rangle$ 和 $|F=2, m_F=0\rangle$ 之间的失谐很大, 约为 $-30E_R$, 所以我们可以认为这是一个很好的二能级系统。下面我们讨论三种以不同路径改变磁场 B 的情况。

情形一

我们首先通过设置亥姆霍兹线圈的电流, 使开始时偏置磁场 $B \ll B_0$, 将处在 $|F=2, m_F=2\rangle$ 态的 BEC 原子制备在能量本征值较低的一支 $E_-(k_x)$ 上。如图 3.10(a) 和 3.10(b) 所示, 在这里 B_0 对应于 $\delta=0$ 。然后我们缓慢改变偏置磁场, 经过 150 ms, 使得磁场强度变为 B , 满足 $\hbar\delta = 2E_R$ ($B < B_0$), 然后保持磁场不变等待不同时间 t_h , 最后在原子飞行展开后进行吸收成像, 飞行展开的过程中存在沿 \hat{y} 方向的史特恩-盖拉赫场, 我们磁场的时序如图 3.10(a) 所示。图 3.10(b) 中实线描述的是 $\hbar\delta = 2E_R$ 时原子的能量-准动量分布, 虚线描述的是 $\hbar\delta \gg E_R$ 时原子的能量-准动量分布, 这里 $\Omega = 2.35E_R$ 。前面我们说过, 对于 $\Omega < 4E_R$, 低能量的一支 $E_-(k_x)$ 在准动量空间内是一个双阱结构。当 $\hbar\delta = 2E_R$ 时, 这个双阱是非对称的, 较低的一个阱位于 $k_{x\min} = -0.925k_R$, 从图上我们可以看出当拉曼失谐从 $\hbar\delta \gg E_R$ 缓慢变化到 $\hbar\delta = 2E_R$ 之后, 原子的准动量分布会保持在较低的缀饰态, $B < B_0$ 时有 $p_{\min} < 0$ 。图 3.10(c) 描述的是原子被绝热地装载到这个较低阱之后, 等待不同时间 t_h 后的吸收

成像结果，可以看出，随着等待时间的加长，原子的状态变化不大，说明这个状态是非常稳定的。

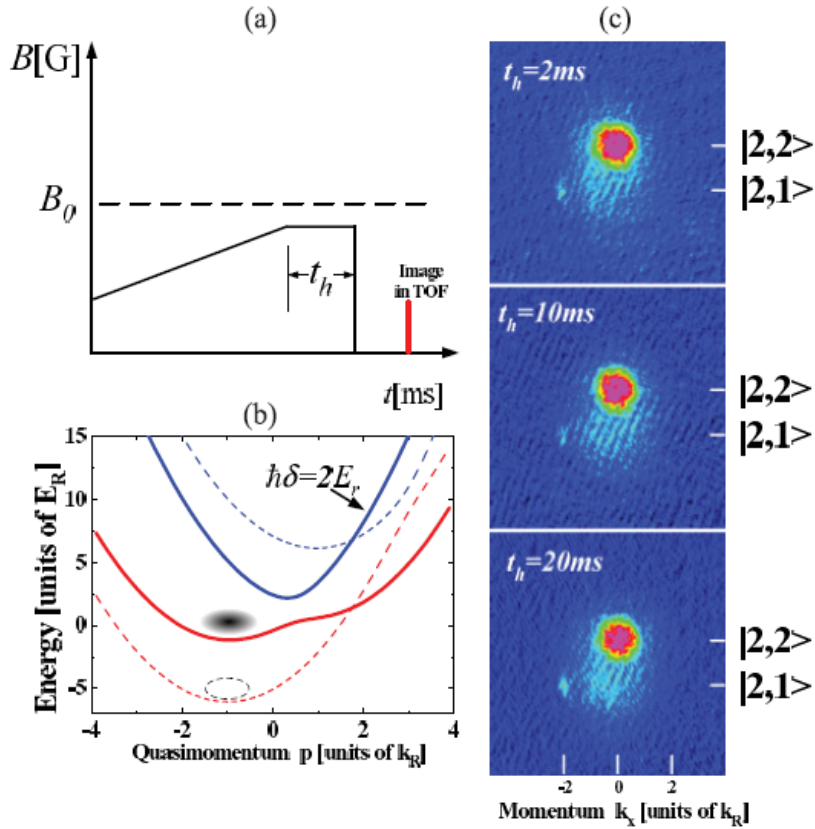


图 3.10 情形一。(a) 把原子装载到低能拉曼缀饰态的磁场时序示意图。虚线表示的磁场 B_0 对应于 $\delta=0$ 。(b) 实线对应 $\hbar\delta=2E_R$ 时的能量-准动量分布。虚线对应 $\hbar\delta \gg E_R$ ；拉曼耦合强度 $\hbar\Omega=2.35E_R$ 。(c) $\hbar\delta=2E_R$ 情况下等待不同时间的变化趋势。

情形二

在这里，初始状态与情形一完全一样，不过这里我们改变磁场后，使得 $\hbar\delta=-E_R$ ($B > B_0$)，然后等待不同时间 t_h ，图 3.11(a) 是我们的时序图。从图 3.11(b) 可以看出，在这种情况下，低能量的一支 $E_-(k_x)$ 在准动量空间内仍然是一个双阱结构，不过这时较低的阱的位置已经变为 $k_{x\min}=0.889k_R$ ，这样，由于缀饰态的原子处

于双阱结构中能量较高的阱中，所以这个状态是不稳定的，原子会向能量较低的阱中转移，从图 3.11 (c) 中可以很清楚的看到这个过程，20 ms 以后，缀饰态的原子转移到双阱中能量较低的阱中。

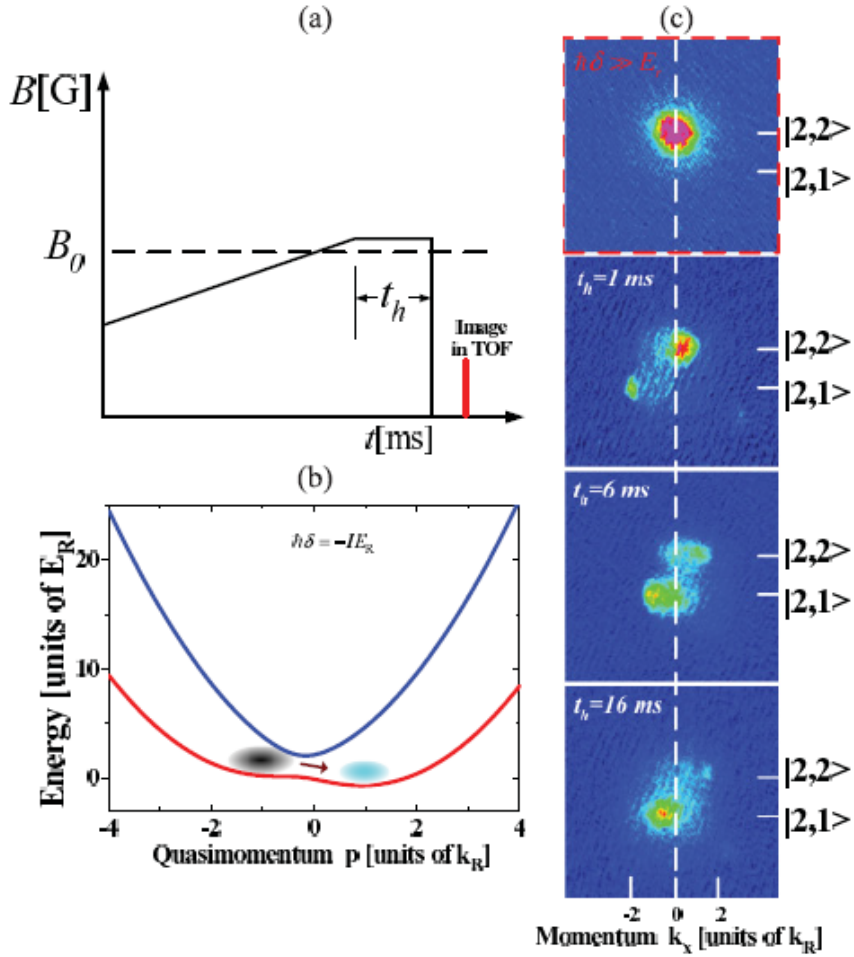


图 3.11 情形二。(a) 原子装载到低能拉曼缀饰态的磁场时序示意图。(b) 曲线对应 $\hbar\delta = -E_R$ 时的能量-准动量分布。缀饰态的原子被装载到双阱中能量较高的一个阱中，会转移到能量较低的阱中 (c) $\hbar\delta = -E_R$ 情况下等待不同时间的变化趋势。

情形三

与前面的两种情形不同，先将亥姆霍兹偏置磁场从高处 ($\gg B_0$) 线性减小到大小

为 B ($B > B_0$), 即从 $\hbar\delta \ll -E_R$ 变为 $\hbar\delta = -7E_R$, 如图 3.12 所示, 这样原子就被绝热地装载到高能态的一支 E_+ 上, $E_+(k_x)$ 在准动量空间里是一个单阱结构, 此时缀饰态原子处于 $k_{x\min} = -0.84k_R$, 原子处于高能态是允许的。但是处在高能态的原子, 在拉曼共振附近都会产生碰撞衰减, 从而衰减到低能态。图 3.12 (c) 展示的是在这种情况下等待 1 到 19 ms 的结果, 在这个过程中, 原子因为碰撞加热衰减到低能态, 这与情形 2 是两个完全不同的过程。

此外, 我们还观察到了四光子拉曼过程。这一发现有助于以后在光导致规范场中获得大动量的原子。前面我们说过当拉曼光相对于 $|F=2, m_F=2\rangle$ 和 $|F=2, m_F=1\rangle$ 共振时, 相对于 $|F=2, m_F=1\rangle$ 和 $|F=2, m_F=0\rangle$ 之间约为 $30E_R$, 那么当拉曼光对于 $|F=2, m_F=2\rangle$ 和 $|F=2, m_F=1\rangle$ 的蓝失谐 $\hbar\delta = 15E_R$ 时, $|F=2, m_F=1\rangle$ 和 $|F=2, m_F=0\rangle$

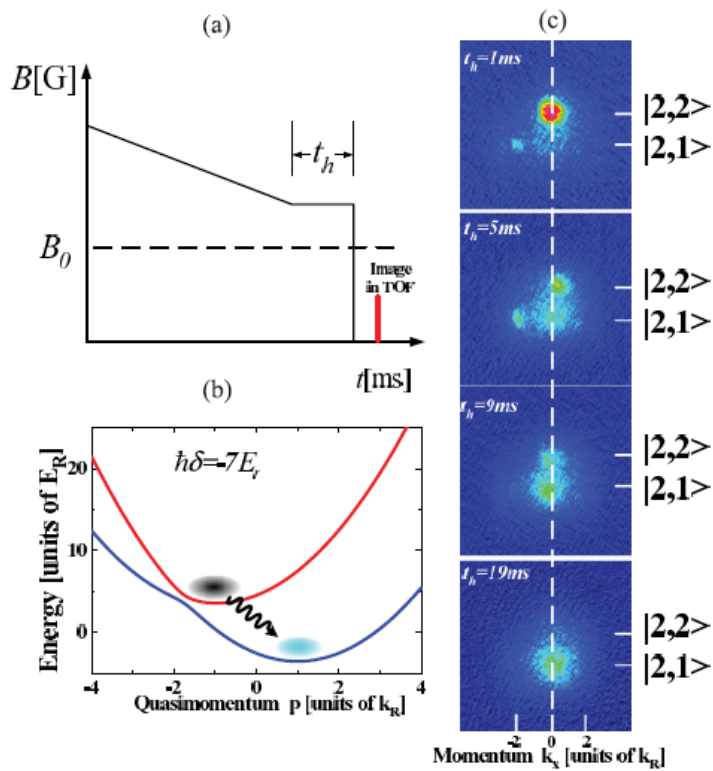


图 3.12 情形三。(a) 原子装载到高能拉曼缀饰态的磁场时序示意图。(b) 曲线对应 $\hbar\delta = -7E_R$ 时的能量-准动量分布。开始时原子处在高能拉曼缀饰态, 最后衰减到低能拉曼缀饰态。(c) $\hbar\delta = -E_R$ 情况下拉曼缀饰态随时间的变化趋势。

之间约为红失谐 $\hbar\delta = -15E_R$ 。对于任意两个相邻能级来说， $\hbar\delta = \pm 15E_R$ 都算是较大的失谐，不会有拉曼过程发生。但是，此时 $2\nu_R = \omega_Z^{[2,2] \leftrightarrow [2,0]}$ ，我们可以忽略 $|F=2, m_F=1\rangle$ ，认为 $|F=2, m_F=2\rangle$ 和 $|F=2, m_F=0\rangle$ 是一个二能级系统。所以当我们把低磁场缓慢增

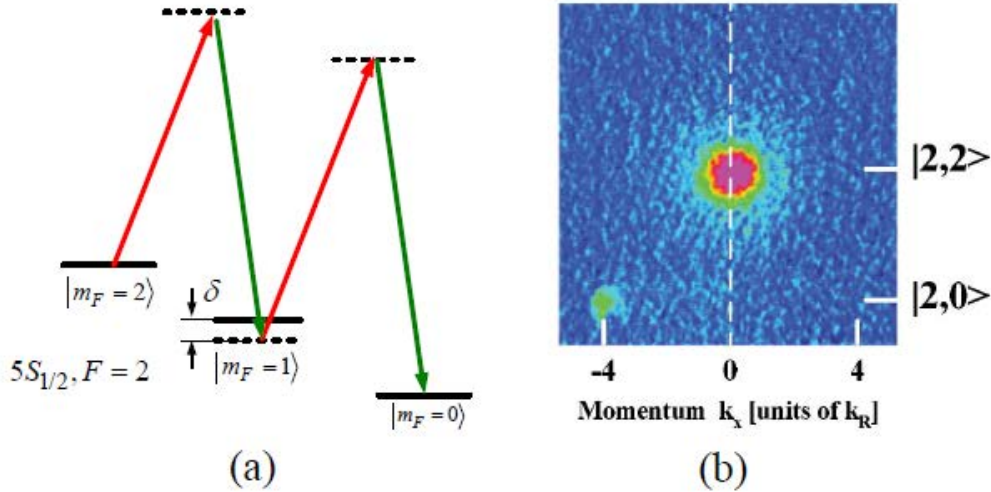


图 3.13 (a) 四光子产生过程示意图。(b) 飞行展开 30 ms 后的四光子拉曼缀饰态。在史特恩-盖拉赫场作用下，不同自旋态在 \hat{y} 方向分开。 \hat{x} 方向的分离是因为拉曼过程中动量的改变。

加到四光子拉曼跃迁共振的时候，原子就会被装载到低能缀饰态。如图 3.13 所示，不同的自旋和动量组份在实验上都被观察到了。

3.4 费米子的自旋轨道耦合

2011 年，美国国家标准技术院的 Spielman 小组首次利用双光子拉曼过程在玻色爱因斯坦凝聚体中实现自旋轨道耦合，从而进入一个新的量子时期。自旋轨道耦合在各种材料中都扮演着重要的角色，从原子中的电子结构到固态材料中拓扑绝缘体的产生^[33,34]等等。不过，这些系统都是费米子的，简并费米气体中的自旋轨道耦合与玻色系统的自旋轨道耦合有很大的区别，从这个角度来说，实现费米子的自旋轨道耦合更加重要。2012 年，我们小组和麻省理工大学的 Martin 小组先后在费米子 ^{40}K 和 ^6Li 中实现了自旋轨道耦合^[27,28]。

我们采用的实现简并费米气体的自旋轨道耦合的方法与美国国家标准技术院在玻色子中的方法一样。在 ^{40}K 系统中，我们选择两个子能级 $|\uparrow\rangle = |9/2, 9/2\rangle$ 和

$|\downarrow\rangle = |9/2, 7/2\rangle$ ，我们使用的拉曼光的波长为 773 nm，由一台相干公司生产的连续单频钛宝石激光器产生，其泵浦源是由山西大学宇光公司生产的 532 nm 的 10 W 绿光高功率激光器。拉曼光由分光棱镜分为两束，分别单次通过两个声光调制器进行移频，这样我们就可以很好地控制拉曼光的开关和幅度，移频频率的大小可以通过加在调制器上的射频信号控制。移频后的激光分别进入两根光纤传输到冷原子附近最后照射在原子上。

在实验中，为了使拉曼光光斑的中心与原子中心重合，需要精细调节拉曼光的方向，所以我们在光路中加上一个带凸透镜的三维平移架来微调光路。我们利用 ^{87}Rb 原子来调节光阱中心与拉曼光束中心重合。在光阱中实现 BEC 以后，先将拉曼光波长调为 ^{87}Rb 原子 D_2 线附近，红失谐 0.03 nm 左右，然后用一束拉曼光短时间（约 0.1 ms）照射原子后进行短时间飞行展开（3-5 ms），观察原子形状，以原子团图像在激光方向变长，左右位置不变为最佳。开始时可能光与原子位置相差较大，可以在将原子装入光阱之前进行上述过程，使得原子进行长时间的飞行展开后尺寸变的很大，且飞行过程中不关闭拉曼光，这样可以更容易找到相对位置，方法与搭建偶极力阱过程类似^[32]。

我们利用拉曼光将两个自旋态耦合起来，两束光的频率差为 ω ，耦合强度为 Ω 。两束拉曼光沿 \hat{x} 方向相对入射，线偏振的方向分别沿 \hat{y} 和 \hat{z} 方向。相对于 \hat{y} ，分别为 π 和 σ 偏振，如图 3.14 所示。反冲动量 $k_r = k_0 \sin(\theta/2)$ ，反冲能量 $E_r = k_r^2/2m = h \times 8.34 \text{ kHz}$ ，这里 $k_0 = 2\hbar\pi/\lambda$ ， $\theta = 180^\circ$ 是两束拉曼光之间的夹角。在偏置磁场约为 30 G 的情况下两个磁场子能级之间的塞曼分裂为 $\omega_z/2\pi = 10.27 \text{ MHz}$ ，这个偏置磁场由两侧的方线圈产生，方向沿 \hat{y} 轴。当两束拉曼光的频率差共振于 $|\uparrow\rangle = |9/2, 9/2\rangle$ 和 $|\downarrow\rangle = |9/2, 7/2\rangle$ 时 ($\delta = 0$)，与 $|9/2, 7/2\rangle$ 和 $|9/2, 5/2\rangle$ 两个自旋态之间的失谐为 $h \times 170 \text{ kHz}$ ，比费米能量高出一个数量级，所以在这里可以忽略其他能级。和玻色子的情况一样，单粒子的有效哈密顿量可以写成：

$$H = \begin{pmatrix} \frac{1}{2m}(\mathbf{p} - k_r \hat{e}_x)^2 - \delta/2 & \Omega/2 \\ \Omega/2 & \frac{1}{2m}(\mathbf{p} + k_r \hat{e}_x)^2 + \delta/2 \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

这里， \mathbf{p} 是原子的准动量，与实际动量 \mathbf{k} 之间的关系是： $\mathbf{k} = \mathbf{p} \mp k_r \hat{e}_x$ ， \mp 表示自旋向上和自旋向下。最后，在做吸收成像之前，我们迅速的关掉拉曼光，偶极力阱和偏置磁场，同时打开一个由 Ioffe 线圈提供的沿 \hat{y} 方向的梯度磁场，在原子进行 12

m_s 的自由飞行后沿 \hat{z} 进行成像。我们可以得到各个自旋态的动量分布。

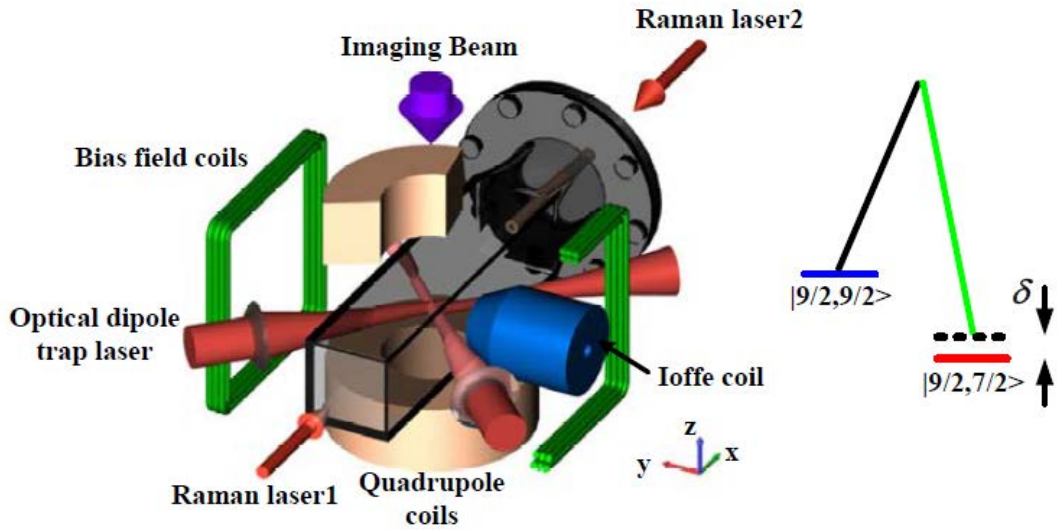


图 3.14 自旋轨道耦合示意图。左侧是我们实验装置示意图，两束拉曼光相对入射。拉曼过程中原子动量转移为 \hat{x} 方向。Ioffe 沿 \hat{y} 方向线圈提供梯度磁场。右侧是 ^{40}K 超精细拉曼能级的拉曼耦合示意图。

3.4.1 自旋动力学的研究

我们首先研究了拉曼耦合在两个自旋态之间产生的拉比振荡，开始时所有的原子被制备在 $|\uparrow\rangle$ 态，改变偏置磁场的大小，使得 $\delta = -4E_r$ 。这样， $|\uparrow\rangle$ 态中的 $\mathbf{k} = 0$ 的原子与 $|\downarrow\rangle$ 态中的 $\mathbf{k} = 2k_r \hat{e}_x$ 的原子是共振的，如图 3.15 (a) 所示。然后我们给原子系统加上一个拉曼脉冲，改变拉曼脉冲的时间并测量不同原子态的原子数目，从而得到拉比振荡曲线。玻色子系统当中，我们可以得到一个较好的振荡频率为 Ω 的无阻尼正弦函数，这是因为在玻色子中，宏观数量的原子布居在 $\mathbf{k} = 0$ 的共振模式，只有一个单一的拉比频率。而对于费米子，它有很宽的动量分布，而不同动量的原子具有不同的振荡频率，所以拉比振荡的退相干就会很快。

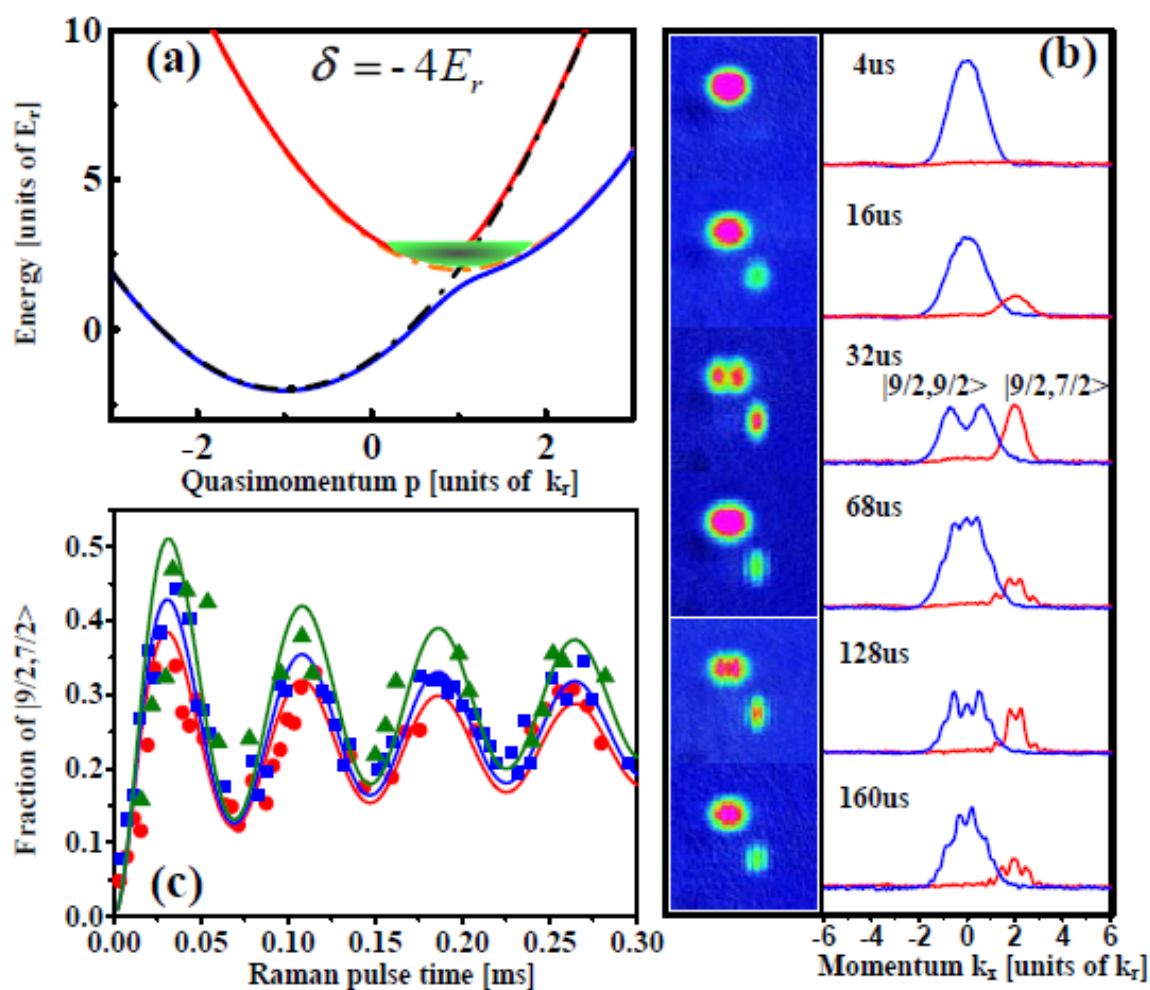


图3.15 (a)失谐 $\delta = -4E_r$ 时的能量分布。原子的初始态为 $|9/2, 9/2\rangle$ 。(b) 不同脉冲时间的飞行展开吸收成像和以及原子数沿 \hat{y} 轴的积分。蓝色为 $|9/2, 9/2\rangle$ 态原子, 红色为 $|9/2, 7/2\rangle$ 态原子; $k_F = 1.35k_r$, $T/T_F = 0.35$ 。(c) $|9/2, 7/2\rangle$ 态原子比例随拉曼脉冲时间的变化。红色代表 $k_F = 1.9k_r$, $T/T_F = 0.30$; 蓝色代表 $k_F = 1.35k_r$, $T/T_F = 0.35$; 绿色代表 $k_F = 1.1k_r$, $T/T_F = 0.29$; 实线是 $\Omega = 1.52E_r$ 时的理论值

为了在实验上测得 Ω 的值, 我们固定拉曼耦合强度, 通过改变原子总数或束缚频率来改变原子密度, 得到几条不同的曲线。理论上, 对于非相互作用的系统 $|\downarrow\rangle$ 态组份的原子数目可有以下方程给出:

$$n_{\downarrow}(\mathbf{k} + 2k_r \hat{\mathbf{e}}_x, \mathbf{r}, t) = n_{\uparrow}(\mathbf{k}, \mathbf{r}, 0) \frac{\sin^2 \sqrt{(k_x k_r / m)^2 + \Omega^2 / 4t}}{1 + \left(\frac{2k_x k_r}{\Omega m} \right)^2} \quad (3.11)$$

其中, t 是拉曼脉冲时间, $n_{\uparrow}(\mathbf{k}, \mathbf{r}, 0)$ 是初态的密度平衡分布。原子云的最初温度是根据拟合吸收成像的图片得到的。从上面的方程中我们可以看出, $|\downarrow\rangle$ 态的动量分布在任何时间都是关于 $2k_r$ 对称的, 这与图 3.15 (b) 中的实验结果完全一致。通过拟合实验数据, 我们得到 $\Omega = 1.52(5)E_r$ 。

3.4.2 动量分布

我们研究了 $\delta = 0$ 的情况下平衡态的动量分布情况。我们先在 100 ms 的时间内用射频将一半的 ^{40}K 原子从 $|\downarrow\rangle$ 态转移到 $|\uparrow\rangle$ 态上, 从而得到混合态, 然后我们打开拉曼光, 用 100 ms 的时间将耦合强度从 0 增加到最大, 在等待 50 ms 后进行飞行展开

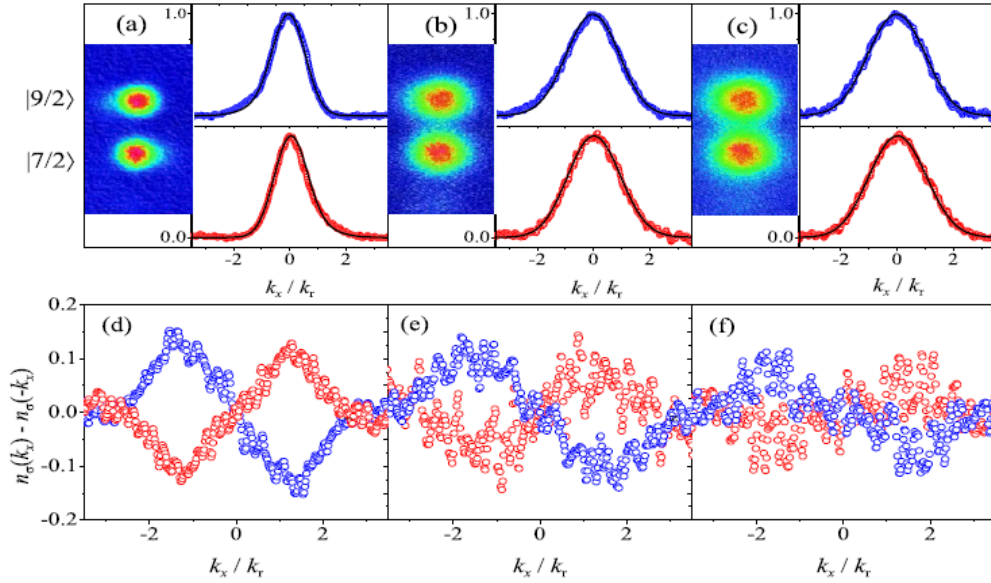


图 3.16 自旋轨道耦合下的动量分布不对称性。(a) - (c) $|9/2, 9/2\rangle$ 和 $|9/2, 7/2\rangle$ 态原子飞行展开后的图像和动量分布。蓝色对应 $|9/2, 9/2\rangle$, 红色对应 $|9/2, 7/2\rangle$ 。实线是理论曲线。(a) $k_F = 0.9k_r$, $T/T_F = 0.8$; (b) $k_F = 1.6k_r$, $T/T_F = 0.63$; (c) $k_F = 1.8k_r$, $T/T_F = 0.57$ 。(d) - (e) 是 (a) - (c) 三种情况下 $n_{\sigma}(\mathbf{k}) - n_{\sigma}(-\mathbf{k})$ 的动量积分曲线。

测量。飞行展开后原子在图像上的分布体现着动量的分布。由于自旋轨道耦合破坏了空间对称性 ($x \rightarrow -x$ 和 $k_x \rightarrow -k_x$), 每个自旋组份的动量分布将变为非对称的。3.16(a) 中可以看出在飞行展开后 $|9/2, 9/2\rangle$ 态原子左侧有一个“尾巴”存在, 而 $|9/2, 7/2\rangle$ 态原子在飞行展开后在右侧有一个“尾巴”存在; 也就是说对于 $\sigma = \uparrow, \downarrow$, 有 $n_\sigma(\mathbf{k}) \neq n_\sigma(-\mathbf{k})$ 。在另一方面, 对于 $\delta = 0$, 仍然满足 $n_\uparrow(\mathbf{k}) = n_\downarrow(-\mathbf{k})$ 。从图 3.16 (a) - (c) 中可以很清楚地看出, 当费米子的密度较低的时候, 非对称性比较明显, 随着密度的增加, 非对称变的不那么明显。为了更加明显的显示出非对称性, 在图 3.16 (d) - (f) 中我们给出了 $k_F = 1.8k_r$ 的曲线, 可以看出, 随着密度的增加, 非对称性变得越来越弱。

3.4.3 Lifshitz 过渡

在自旋轨道耦合的作用下, 单粒子的能谱从两个独立的抛物线变为两个螺旋形的曲线, 如图 3.17 (b) 所示。这两支曲线代表两个螺旋算符 \hat{s} 的本征态, 螺旋算符描述的是自旋 σ_p 与有效塞曼场 $\mathbf{h}_p = (-\Omega, 0, k_r p_x / m + \delta)$ 是平行还是反平行的, $\hat{s} = \sigma_p \cdot \mathbf{h}_p / |\sigma_p \cdot \mathbf{h}_p|$, $s = 1$ 代表上面一支, $s = -1$ 代表下面一支。随着原子密度的变化, 拓扑费米面会有两次变化。当原子密度足够低的时候, $s = -1$, 它包含两个独立的费米面; 当密度增加到 n_{c1} 的时候, 两个费米面连接到一起, 形成一个费米面。当密度达到 n_{c3} 的时候, 费米子开始填充 $s = 1$ 这一支, 在大的费米面的中心会有一个新的费米面出现。随着密度的变化而产生 Lifshitz 过渡, 这是由于泡利不相容原理导致的, 这是费米子特有的一个现象。

我们固定拉曼耦合改变原子的中心密度, 如图 3.17 (a) 所示。利用下面这个公式, 我们可以得到这两个螺旋支的动量分布^[35]:

$$n_+(\mathbf{p}) = \frac{u_p^2 n_\uparrow(\mathbf{p} - k_r \hat{\mathbf{x}}) - v_p^2 n_\downarrow(\mathbf{p} + k_r \hat{\mathbf{x}})}{u_p^2 - v_p^2} \quad (3.12)$$

$$n_-(\mathbf{p}) = \frac{v_p^2 n_\uparrow(\mathbf{p} - k_r \hat{\mathbf{x}}) - u_p^2 n_\downarrow(\mathbf{p} + k_r \hat{\mathbf{x}})}{v_p^2 - u_p^2} \quad (3.13)$$

其中,

$$v_r = k_r / m$$

$$v_p^2 = 1 - u_p^2$$

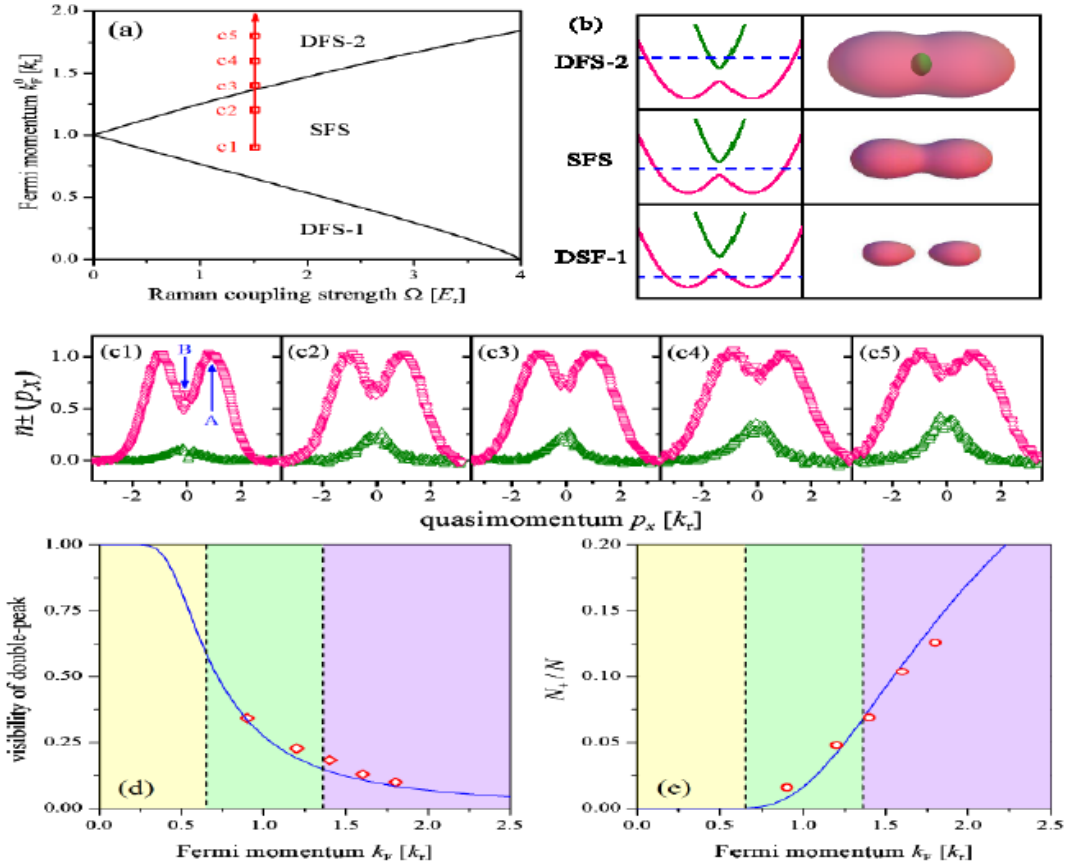


图 3.17 拓扑费米面变化和 Lifshitz 过渡。(a) $T=0$ 时的理论相图， $k_F^0 = \hbar(3\pi^2 n)^{1/3}$ ，“SFS”代表单费米面，“DFS”代表双费米面。(b) 不同拓扑费米面示意图，单粒子能量分布对应较小的 Ω ，蓝色虚线代表化学势。(c) 螺旋结构下的准动量分布，红色和绿色曲线分别对应 $s = -1$ 和 $s = 1$ ，(c1) $k_F = 0.9k_r$ ， $T/T_F = 0.8$ ；(c2) $k_F = 1.2k_r$ ， $T/T_F = 0.69$ ；(c3) $k_F = 1.4k_r$ ， $T/T_F = 0.61$ ；(c4) $k_F = 1.6k_r$ ， $T/T_F = 0.63$ ；(c5) $k_F = 1.8k_r$ ， $T/T_F = 0.57$ 。所有点都在相图 (a) 中标出。(d) 可见度 $V = (n_A - n_B)/(n_A + n_B)$ 随 k_F/k_r 增加而减小。(e) $s=1$ 上原子数 N_+/N 随 k_F/k_r 减小而减小。(d) 和 (e) 中蓝色实线是采用 $T/T_F = 0.65$ 的理论计算。背景三种不同颜色代表不同位相。

$$u_p^2 = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{k_x v_r - \delta/2}{\sqrt{(k_x v_r - \delta/2)^2 + \Omega^2/4}} \right]$$

当密度很低的时候， $s=1$ 这一支几乎没有被填充，费米面位于 $s=1$ 这一支的下面， $s=-1$ 这一支准动量分布中有一个双峰结构，这表明系统处于 $s=-1$ 包含两个独立费米面的情况。随着密度的增加，双峰结构逐渐消失，表示两个独立费米面逐渐连到一起，形成一个费米面。在这里我们定义一个可见度 $\nu = (n_A - n_B)/(n_A + n_B)$ ， n_A 是 $s=-1$ 一支上峰值处的密度， n_B 是两个峰值之间的密度，理论上，我们期望随着密度高低的变化 ν 可以从 1 到 0 变化，图 3.17 (d) 中我们可以看出我们的实验数据和 $T/T_F = 0.65$ 的理论计算吻合很好。

图 3.17 (e) 中描述的是 $s=1$ 这一支上的原子占总数的比例和费米动量 k_F 之间的函数，它在零温临界点附近增加。图中蓝色实线是采用 $T/T_F = 0.65$ 对 N_+/N 的理论计算。实验数据和理论数据的微小误差来源于多次测量时温度的变化。由于温度比较高，所以过渡特征被淹没，对于 ν 和 N_+/N ，我们只看到平滑的减小或增加，而不是尖锐变化，不过，如果可以进一步降低温度，应该可以观察到更明显的过渡。

3.4.4 原子射频动量分辨谱

我们进一步研究了自旋轨道耦合下原子动量的射频 (RF) 谱。我们将自旋态 $|\uparrow\rangle = |9/2, 9/2\rangle$ 和 $|\downarrow\rangle = |9/2, 7/2\rangle$ 耦合到一起，同前面的方法一样，我们先用射频将一半的 ^{40}K 原子从 $|\downarrow\rangle$ 态转移到 $|\uparrow\rangle$ 态上，从而得到混合态，然后我们打开拉曼光，用 100 ms 的时间将耦合强度从 0 增加到最大，然后加上一个脉宽为 200 us 的高斯型射频脉冲，将 $|\downarrow\rangle = |9/2, 7/2\rangle$ 的原子转移到自旋态 $|9/2, 5/2\rangle$ ，如图 3.18 (a) 所示，然后我们利用飞行展开的方法测量 $|9/2, 5/2\rangle$ 态的原子数目和动量分布。改变射频频率，重复上面的过程，就可以得到不同频率下 $|9/2, 5/2\rangle$ 态的原子数目和动量分布，按照 Deborah Jin 小组的方法^[36]，我们得到原子数目在动量空间的分布与射频频率的一个关系图，如 3.18 (b)。从图中我们可以很清楚的看出狄拉克点的弯曲和缺口特征，这是自旋轨道耦合的重要特征。

对于一个被占据的态，初始态的能量-动量色散曲线 $\varepsilon(\mathbf{k})$ 与末态的能量-动量色散曲线之间的关系为：

$$\varepsilon(\mathbf{k}) = \hbar v_{RF} - E_Z + \varepsilon_F(\mathbf{k}) \quad (3.14)$$

这里 $\varepsilon_F(\mathbf{k}) = \mathbf{k}^2/2m$ 是末态 $|9/2, 5/2\rangle$ 的能量-动量色散曲线， E_Z 是 $|9/2, 7/2\rangle$ 和 $|9/2, 5/2\rangle$ 两个态之间的能量差。从式 3.14 可以看出，如果知道了 E_Z ， v_{RF} 和 $\varepsilon_F(\mathbf{k})$ ，就可以获得初始态的能量-动量色散曲线。在图 3.18(c) 中是对应图 3.17 中 (c1)，(c3) 和 (c5) 的测量结果，从图 3.18 (c1) 中可以看出，所有的原子都被填充在 $s=-1$ 上， $s=1$ 上几乎没有原子；在图 3.18 (c3) 中，已经可以看出有少量原子被填充在 $s=1$ 上；而在图 3.18 (c5) 中，已经有相当数量的原子布居在 $s=1$ 上。同时从图 3.18 (c5) 中我们还可以看出这两支具有明显的“手性”，自旋向下的态在左侧占多数，而自旋向上的一支在右侧占多数。

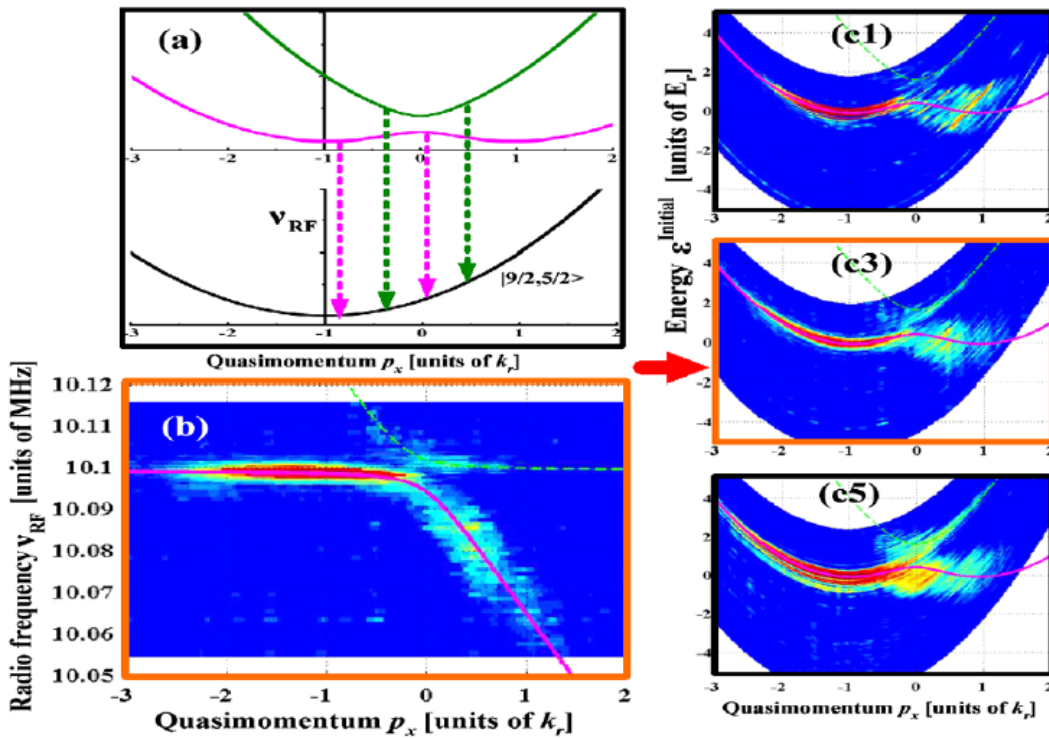


图 3.18 自旋轨道耦合下费米气体的动量分辨射频谱。(a) 自旋轨道耦合下费米气体动量分辨射频谱原理图，绿线和粉线分别 $|\uparrow\rangle = |9/2, 9/2\rangle$ 和 $|\downarrow\rangle = |9/2, 7/2\rangle$ 叠加态的两个螺旋式本征值。在射频作用下都可以从 $|9/2, 7/2\rangle$ 转移到 $|9/2, 5/2\rangle$ 。(b) $|9/2, 5/2\rangle$ 态原子的强度在 (v_{RF}, k_x) 平面的分布。(c) 单态粒子的分布，原子数量的测量对于 (c1)、(c3) 和 (c5)。

3.5 小结

我们利用两束交叉的 1064 nm 的偶极力阱的激光作为拉曼光，在 ^{87}Rb BEC 的超精细态 $|F=2\rangle$ 中实现了有效的人造规范场。由于 Rb 原子的精细结构有 15 nm 的分裂，这个有效的规范场可以利用远失谐于单光子共振和激发态的跃迁频率的拉曼光产生。讨论了三种不同拉曼失谐情况下缀饰态原子的变化情况，并在实验上进行了一一验证，得到了很好地吻合。利用有效的矢量势对时间和空间的依赖性，可以应用于实现人造的电场和磁场。

我们利用 773 nm 的拉曼光在 ^{40}K 原子中实现了费米子的自旋轨道耦合，并研究了拉比频率、动量分布、lifshits 过渡以及动量的射频谱等问题。虽然目前由于拉曼光的加热问题导致系统温度不是很低，且实验处于相互作用较弱的区域，我们仍然观察到了一些有趣的现象。

参考文献

- [1] R. P. Feynman, Simulating Physics with Computers, *Int. J. Theor. Physics*, 21, 467 (1982).
- [2] I. B. Spielman, W. D. Phillips, and J.V. Porto, Mott-Insulator Transition in a Two-Dimensional Atomic Bose Gas. *Phys. Rev. Lett.* 98, 080404 (2007).
- [3] D. C. Tsui, H. L. Stormer, and A. C. Gossard, Two-Dimensional Magnetotransport in the Extreme Quantum Limit. *Phys. Rev. Lett.* 48, 1559 (1982).
- [4] R. B. Laughlin, Anomalous Quantum Hall Effect: An Incompressible Quantum Fluid with Fractionally Charged Excitations. *Phys. Rev. Lett.* 50, 1395 (1983).
- [5] J. R. Abo-Shaer, C. Raman, J. M. Vogels, and W. Ketterle, Observation of Vortex Lattices in Bose-Einstein Condensates. *Science* 292, 476 (2001).
- [6] V. Bretin, S. Stock, Y. Seurin, and J. Dalibard, Fast Rotation of a Bose-Einstein Condensate. *Phys. Rev. Lett.* 92, 050403 (2004).
- [7] V. Schweikhard et al., Rapidly Rotating Bose-Einstein Condensates in and near the Lowest Landau Level. *Phys. Rev. Lett.* 92, 040404 (2004).
- [8] I. Bloch, J. Dalibard, and W. Zwerger, Many-body physics with ultracold gases, *Rev. Mod. Phys.* 80, 885 (2008).
- [9] Immanuel Bloch, Jean Dalibard, and Wilhelm Zwerger, Many-body physics with ultracold gases, *Rev. Mod. Phys.* 80, 885 (2008).
- [10] Greiner, M., Mandel, O., Esslinger, T., Hansch, T. W. & Bloch, I. Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms. *Nature* 415, 39 (2003).
- [11] Regal, C. A., Greiner, M. & Jin, D. S. Observation of resonance condensation of fermionic atom pairs. *Phys. Rev. Lett.* 92, 040403 (2004).
- [12] Zwierlein, M. W. et al. Condensation of pairs of fermionic atoms near a Feshbach resonance. *Phys. Rev. Lett.* 92, 120403 (2004).
- [13] Tsui, D. C., Stormer, H. L. & Gossard, A. C. Two-dimensional magnetotransport in the extreme quantum limit. *Phys. Rev. Lett.* 48, 1559–1562 (1982).
- [14] N. R. Cooper, Rapidly rotating atomic gases. *Adv. Phys.* 57, 539 (2008).
- [15] Kato, Y. K., Myers, R. C., Gossard, A. C., Awschalom, D. D. Observation of the spin

- Hall effect in semiconductors. *Science* 306, 1910–1913 (2004).
- [16] Markus König, Steffen Wiedmann, Christoph Brüne, Andreas Roth, Hartmut Buhmann, Laurens W. Molenkamp, Xiao Liang Qi, Shou Cheng Zhang. Quantum spin Hall insulator state in HgTe quantum wells. *Science* 318, 766 (2007).
- [17] Kane, C. L. Mele, E. J. Z, topological order and the quantum spin Hall effect. *Phys. Rev. Lett.* 95, 146802 (2005).
- [18] Bernevig, B. A., Hughes, T. L. & Zhang, S.-C. Quantum spin Hall effect and topological phase transition in HgTe quantum wells. *Science* 314, 1757 (2006).
- [19] Hsieh, D. et al. A topological Dirac insulator in a quantum spin Hall phase. *Nature* 452, 970 (2008).
- [20] K. W. Madison, F. Chevy, W. Wohlleben, and J. Dalibard Vortex Formation in a Stirred Bose-Einstein Condensate, *Phys. Rev. Lett.* 84, 806 (2000)
- [21] J. R. Abo-Shaeer, C. Raman, J. M. Vogels, W. Ketterle, Observation of Vortex Lattices in Bose-Einstein Condensates, *Science* 292, 476 (2001)
- [22] I. B. Spielman, Raman processes and effective gauge potentials. *Phys. Rev. A* 79, 063613 (2009).
- [23] Y.-J. Lin, R. L. Compton, A. R. Perry, W.D. Phillips, J.V. Porto, and I. B. Spielman, Bose-Einstein Condensate in a Uniform Light-Induced Vector Potential. *Phys. Rev. Lett.* 102, 130401 (2009).
- [24] Y. J. Lin, K. Jimenez-Garcia, I. B. Spielman, Spin-orbit-coupled Bose-Einstein condensates. *Nature (London)*, 471, 83 (2011).
- [25] Y. J. Lin, R. L. Compton, K. Jimenez-Garcia, J. V. Porto, I. B. Spielman, Synthetic magnetic fields for ultracold neutral atoms, *Nature (London)*, 462, 628 (2009).
- [26] Zhengkun Fu, Pengjun Wang, Shijie Chai, Lianghai Huang, and Jing Zhang, Bose-Einstein condensate in a light-induced vector gauge potential using 1064-nm optical-dipole-trap lasers, *Phys. Rev. A* 84, 043609 (2011).
- [27] Pengjun Wang, Zeng-Qiang Yu, Zhengkun Fu, Jiao Miao, Lianghai Huang, Shijie Chai, Hui Zhai, and Jing Zhang. Spin-Orbit Coupled Degenerate Fermi Gases. *Phys. Rev. Lett.*, 109, 095301 (2012).
- [28] Lawrence W. Cheuk, Ariel T. Sommer, Zoran Hadzibabic, Tarik Yefsah, Waseem S.

Bakr, and Martin W. Zwierlein. Spin-Injection Spectroscopy of a Spin-Orbit Coupled Fermi Gas. *Phys. Rev. Lett.*, 109, 095302 (2012).

[29] Michael Chapman *and* Carlos Sá de Melo, Atoms playing dress-up. *Research news&views* 471, 41(2011)

[30] Hui Zhai, Spin-Orbit Coupled Quantum Gases, *International Journal of Modern Physics B*, 26, 01(2012).

[31] Wang Pengjun, Xiong Dezhi, Fu Zhengkun and Zhang Jing, Experimental investigation of evaporative cooling mixture of bosonic ^{87}Rb and fermionic ^{40}K atoms with microwave and radio frequency radiation. *Chin. Phys. B*, 20, 016701(2011);

[32] Xiong Dezhi, Wang Pengjun, Fu Zhengkun, Chai Shijie, Zhang Jing, Evaporative Cooling of ^{87}Rb Atoms into Bose-Einstein Condensate in an Optical Dipole Trap. *Chin. Opt. Lett.*, 8 627,(2010).

[33] M. Z. Hasan and C. L. Kane, *Colloquium: Topological insulators*. *Rev. Mod. Phys.* 82, 3045 (2010).

[34] Xiao-Liang Qi and Shou-Cheng Zhang, Topological insulators and superconductors. *Rev. Mod. Phys.* 83, 1057 (2011).

[35] See Supplemental Material at <http://link.aps.org/supplemental/10.1103/PhysRevLett.109.095301> For the definition of u_p and v_p .

[36] J. T. Stewart, J. P. Gaebler, D. S. Jin, Using photoemission spectroscopy to probe a strongly interacting Fermi gas, *Nature* 454, 744 (2008)

第四章 强相互作用费米气体中的自旋轨道耦合

4.1 概述

利用 Feshbach 共振，人们对超冷原子相互作用可控性达到了空前的水平，超冷气体成为研究超流等现象的理想平台^[1,2]。利用磁场 Feshbach 共振，可以详细研究 BEC 的塌缩；更好地得到 BEC；实现费米子的双原子分子；研究 BEC-BCS 交叉等等^[3-6]。在超冷原子领域最新的进展就是实现了合成的自旋轨道耦合，从而将中性原子的自旋与其轨道运动联系起来^[7-11]。自旋轨道耦合引发了物理世界中许多有趣的现象，其中一个最有名的例子就是在固体物理中发现拓扑绝缘体^[12,13]。所以，人们不禁会在超冷原子气体中考虑这样的问题：强相互作用的原子和自旋轨道耦合结合在一起会有什么新奇的结果？

我们在第三章中已经研究了无相互作用费米气体中的自旋轨道耦合 (SOC) 效应。在本章中，我们将会研究强相互作用费米气体中的自旋轨道耦合。利用 Feshbach 共振，可以通过磁场来调节原子之间的相互作用强度，使得原子之间具有很强的相互作用。我们通过改进的多体 T-matrix 理论，得出自旋轨道耦合导致原子和分子的射频谱线产生频移的结论。在实验上，我们测量了费米气体 ^{40}K 原子 Feshbach 共振附近射频谱，发现原子峰的蓝移和分子峰的红移现象，这和理论计算是一致的^[14]。

本章中，我们介绍有关 Feshbach 共振的基本知识，实验装置和哈密顿量；在实验和理论上介绍 Feshbach 共振附近的射频谱；简单介绍多体 T-matrix 理论，讨论共振附近束缚分子的射频谱和动量谱；最后是理论和实验的对比。

4.2 Feshbach 共振

4.2.1 散射长度和束缚能

在超冷原子气体的实验研究中，Feshbach 共振是一个很重要的工具。Feshbach 共振的物理起源和基本内容可以通过一个简单的图像来理解。我们考虑两个势能曲线 $V_{bg}(R)$ 和 $V_c(R)$ ，如图 4.1 所示， $V_{bg}(R)$ 代表开通道； $V_c(R)$ 代表闭通道。当开通道散射态的能量 E 与闭通道上的一个分子束缚态能量 E_c 接近的时候，即使很弱的耦合也会导致两个通道强烈混杂，就会发生 Feshbach 共振^[15]。

碱金属的 Feshbach 共振是由其特殊结构决定的。在碱金属里，最外层电子只有一个电子，两个原子碰撞的时候，总的电子自旋可以是自旋单态或三重态。由于电子自旋远大于原子的核自旋，所以总自旋主要由电子磁矩决定，在双原子系统中自旋单

态的磁矩远小于三重态的磁矩，所以可以通过调节外部磁场来改变自旋单态和三重态的塞曼能量差。由于在冷原子领域，碰撞发生时 $E \rightarrow 0$ 。在碱金属中，可以通过调节磁场来实现 E_c 接近 0。假如束缚态的磁矩为 μ_0 ，单个原子的磁矩为 μ_i ，在磁场中散射态和束缚态的塞曼能量差 $(2\mu_i - \mu_0)B$ ， E_c 与磁场 B 的关系为^[16]：

$$E_c(B) = (2\mu_i - \mu_0)(B - B_0) \quad (4.1)$$

B_0 为 Feshbach 共振磁场。这就是磁场调节 Feshbach 共振。

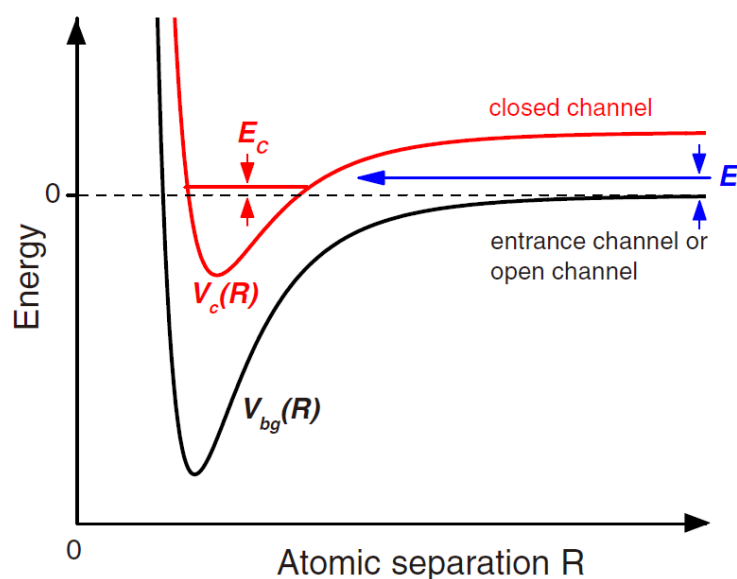


图 4.1 Feshbach 共振的双通道模型。当开通道上的两个原子以能量 E 碰撞，而 E 与闭通道上的束缚态能量 E_c 谐振耦合时，就会发生 Feshbach 共振。在冷原子领域，碰撞发生在 $E \rightarrow 0$ 。如果闭通道和开通道的磁偶极矩不同，就可以通过调节磁场来实现 E_c 接近 0。

利用 Feshbach 共振，人们可以通过改变磁场来精确控制原子之间的散射长度 a ，散射长度 a 与磁场 B 之间的关系为^[15,16]：

$$a = a_{bg} \left(1 - \frac{\Delta}{B - B_0} \right) \quad (4.2)$$

其中， a_{bg} 是背景散射长度， Δ 是共振的宽度。 a 为正值代表原子之间为相互排斥作

用；为负值代表原子之间为相互吸引作用；通过调节 a ，就可以控制原子之间的相互作用的大小和属性。

一个有效的产生 Feshbach 分子的方法就是扫描磁场方法^[15-17]。制备好需要的原子态后，将磁场从高于共振点的位置缓慢的降低到共振点以下存在束缚态的磁场，就会有 Feshbach 分子产生。这个方法最早是在 ^{40}K 原子的两个自旋态 $|9/2, -9/2\rangle$ 和 $|9/2, -5/2\rangle$ 之间 220 G 共振点处实现的。产生分子的效率依赖于扫描磁场速度、扫描范围以及最终磁场值。

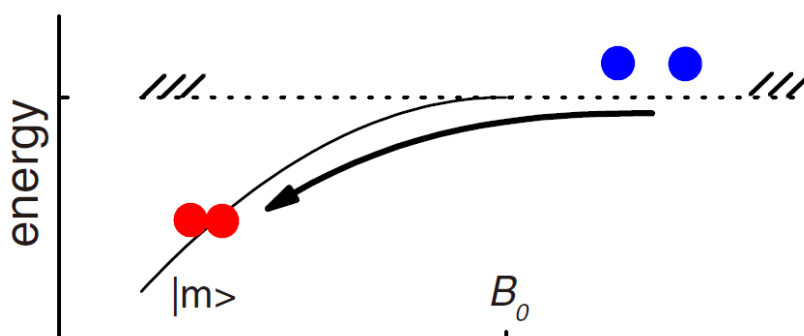


图 4.2 实验上获得 Feshbach 分子示意图。实线代表弱的分子束缚态 $|m\rangle$ ，磁场扫过共振磁场，两个原子结合为分子。

在我们的实验中研究的是 $|9/2, -9/2\rangle$ 和 $|9/2, -7/2\rangle$ 之间的 s-波共振，共振点为 202.2 G。我们在光阱中得到的是 $|F, m_F\rangle = |9/2, 9/2\rangle$ 的原子，先在较低磁场（4 G）用扫描射频的方法在 80 ms 的时间内把原子全部转移到 $|F, m_F\rangle = |9/2, -9/2\rangle$ 态上。然后将磁场增加到 219.4 G 左右，将射频频率以 47.45 MHz 为中心、宽度为 0.2 MHz 扫描 50 ms，扫描过程重复 3 次，将原子制备为 $|9/2, -9/2\rangle$ 和 $|9/2, -7/2\rangle$ 态的混合原子，重复 3 次是为了更好地使得两个自旋态原子数目相等。为了产生较多的原子，先将磁场降低到 204 G，然后把磁场从 204 G 降低到低于共振点（202.2 G）的磁场 B ，此时磁场变化速度约为 0.08 G/ms。这个过程中会产生束缚分子，同样也仍有 $|9/2, -9/2\rangle$ 和 $|9/2, -7/2\rangle$ 态原子的存在。两个分子之间的束缚能为^[15,16]

$$E_b = \frac{\hbar^2}{m(a - r_0)^2} \quad (4.3)$$

这里， a 是散射长度，由式 4.2 给出； m 是原子质量； r_0 是范德瓦尔斯势能的范围；Feshbach 共振的中心位 $B_0 = 202.20 \pm 0.02$ G，根据以前的理论和其他组的测量结果， $r_0 \approx 60 a_0$ ，背景散射长度 $a_{bg} = 174 a_0$ ， a_0 为玻尔半径；共振的宽度 $\Delta = 7.04 \pm 0.1$ G。

4.2.2 束缚分子的射频谱

对于分子束缚能的测量，我们利用的是传统的射频谱技术方法。前面提到的 s-波 Feshbach 共振磁场为 202 G 附近，此时 $|9/2, -7/2\rangle$ 和 $|9/2, -5/2\rangle$ 之间能量分裂大小约为 47 MHz，所以我们给原子加上一个频率在 47 MHz 附近的射频后，扫描射频频率，原子就会从 $|9/2, -7/2\rangle$ 跃迁到 $|9/2, -5/2\rangle$ 态，对于不同射频频率， $|9/2, -5/2\rangle$ 态的原子数量就会不同，我们就可以得到一个原子数量-射频频率的函数。由于矩形射频脉冲的频域会有“旁瓣”产生（见第六章附录），在这里我们用到的射频脉冲为高斯型脉冲。

在扫描磁场产生分子的过程中，只有部分原子结合为分子，所以此时样品中包括未成对的自由原子： $|9/2, -9/2\rangle$ 和 $|9/2, -7/2\rangle$ ，以及 $|9/2, -9/2\rangle$ 和 $|9/2, -7/2\rangle$ 结合在一起的分子。分子中的 $|9/2, -7/2\rangle$ 态原子要转移到 $|9/2, -5/2\rangle$ 态，首先需要有一个解离能量，这个能量大小取决于此时的分子束缚能。所以，在向 $|9/2, -5/2\rangle$ 态转移的时候，未成对的原子和成对的原子需要的能量是不同的。

图 4.3 是我们在分子束缚能 $E_b = h \times (30 \pm 1)$ kHz 时的实验数据，从图中的谱线我们可以看到两个明显的峰，低频处的窄峰是自由原子在 $|9/2, -7/2\rangle$ 和 $|9/2, -5/2\rangle$ 态之间的跃迁，利用这个峰值的中心频率我们可以用来精确标定磁场的大小；位于高频处的较宽的非对称峰对应的是束缚分子的解离，由于束缚分子态的波函数和原子波函数的重叠，被解离的原子在裸态 $|9/2, -5/2\rangle$ 上可以有连续的动能，所以会在高频处有“尾巴”。根据费米黄金定则，一个解析公式可以用来描述转移原子数和射频频率之间的关系^[18]：

$$I(\nu_{rf}) \propto \frac{\sqrt{h\nu_{rf} - E_b}}{(h\nu_{rf})^2} \quad (4.4)$$

这里 ν_{rf} 是射频频率减去单原子的跃迁频率； E_b 是分子束缚能。根据这个公式和实验数据，我们就可以得到束缚能的大小。

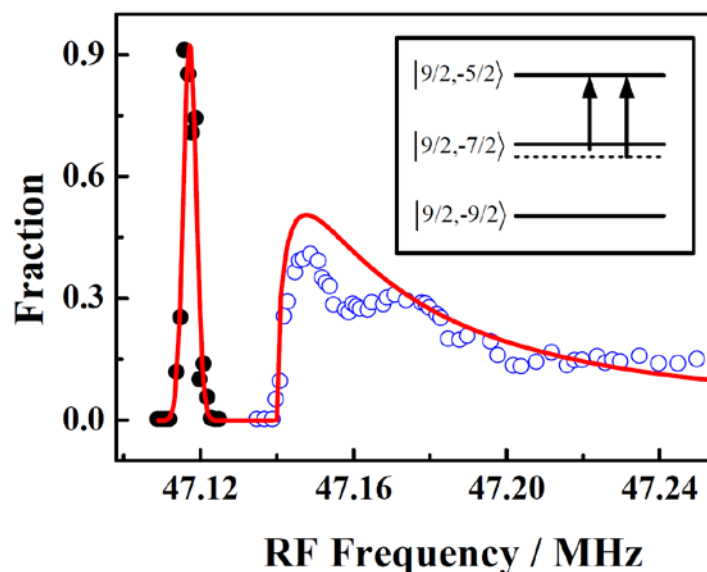


图 4.3 射频解离分子。主图中是在 201.5 G 的磁场下，在 $|9/2, -7/2\rangle$ 和 $|9/2, -5/2\rangle$ 能级分裂附近扫描射频结果。低频处较窄的峰对应未成对原子的转移。高频处较宽的峰对应分子解离特征。实线中，低频部分是一个高斯拟合，高频部分按照式 4.4 拟合。通过拟合分子曲线，可以获得该磁场下的分子束缚能。插图描述的是两个峰的产生原因。三条实线代表三个最低能级，虚线代表束缚分子中原子。开始时两个最低能级被占据，短箭头代表自由原子的跃迁过程，对于低频较窄的峰；长箭头代表束缚分子的跃迁，对应高频处较宽的峰。由于被解离的原子在裸态 $|9/2, -5/2\rangle$ 上可以有连续的动能，所以会在高频处有“尾巴”。

4.3 实验装置和哈密顿量

我们产生 Feshbach 分子的装置和过程同以前文献^[10,19,20]和前面章节中的方法完全一样。在光阱中实现量子简并以后，利用射频将原子制备到 $|9/2, -9/2\rangle$ 和 $|9/2, -7/2\rangle$ 的混合态之后扫描磁场，在产生 Feshbach 分子后我们利用两束对射的拉

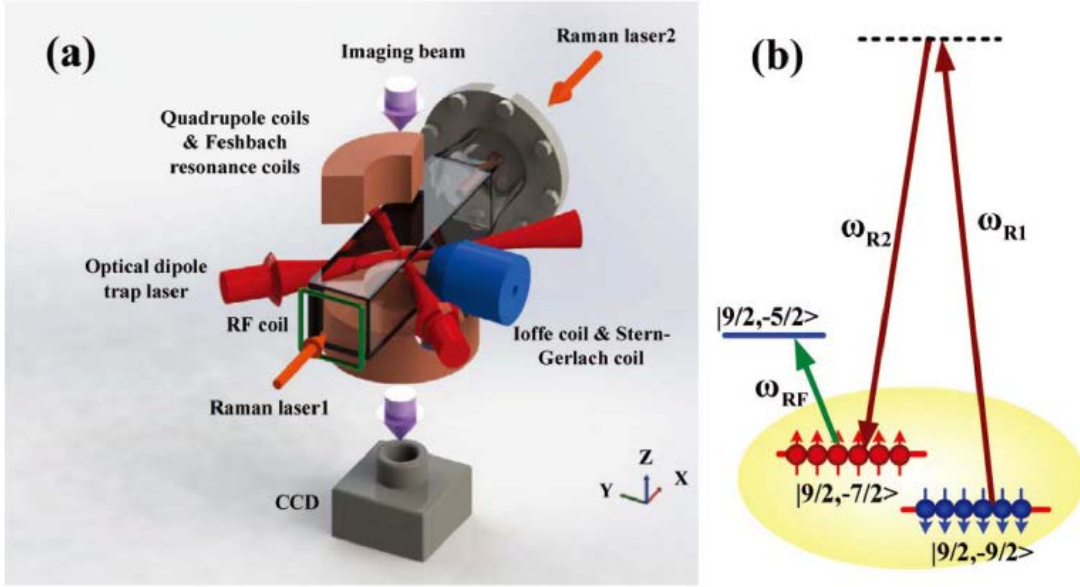


图4.4. (a) 强相互作用费米气体自旋轨道耦合的实验装置图。两束沿 \hat{x} 方向对射的拉曼光照射在光阱中的费米子 ^{40}K 上，沿 \hat{z} 方向偏置磁场由四极线圈提供。(b) 能级示意图。将原子制备为 $|9/2, -9/2\rangle$ 和 $|9/2, -7/2\rangle$ 的混合态之后扫描磁场，产生Feshbach分子，然后缓慢拉曼光在 $|9/2, -9/2\rangle$ 和 $|9/2, -7/2\rangle$ 之间实现自旋轨道耦合。最后用射频将 $|9/2, -7/2\rangle$ 原子转移到 $|9/2, -5/2\rangle$ 态上。

曼光来产生自旋轨道耦合，如图 4.4 (a) 所示，拉曼光由钛宝石激光器产生，每束光的强度为 50 mW，分别单次通过声光调制器来控制开关和强度。拉曼光的波长 λ_R 为 772.1 nm，拉曼过程中原子的反冲动量为 $|\mathbf{q}_R| = 2k_R \sin(\theta/2)$ ， $k_R = 2\pi/\lambda_R$ ，由于两束光对射，所以 $\theta = 180^\circ$ 。在二次量子化下，这个拉曼过程可以描述为：

$$H_R = \frac{\Omega_R}{2} \int d\mathbf{r} \left[\psi_\uparrow^\dagger(\mathbf{r}) e^{i2k_R x} \psi_\downarrow(\mathbf{r}) + \text{H.c.} \right] \quad (4.5)$$

这里 $\psi_\sigma^\dagger(\mathbf{r})$ 是原子的产生场算符，自旋态 $\sigma = \uparrow, \downarrow$ ， Ω_R 是拉曼光的耦合强度。在本章中，为了产生强相互作用，我们选用的磁场是比以前无相互作用自旋轨道耦合^[10]时大很多的一个磁场。由于原子核和电子自旋之间的去耦合，随着偏置磁场的增加，拉曼耦合强度会减小^[21]。为了补偿这个减小，我们选用了与 ^{40}K 原子“D1”线失谐更

小的拉曼光。

在我们的装置中，为了更清楚的体现出自旋轨道耦合，在这里做一个规范变换： $\psi_\uparrow(\mathbf{r}) = e^{ik_R x} \Psi_\uparrow(\mathbf{r})$ 和 $\psi_\downarrow(\mathbf{r}) = e^{-ik_R x} \Psi_\downarrow(\mathbf{r})$ 。因此，系统哈密顿量可以用 $H = H_0 + H_{\text{int}}$ 描述，其中：

$$H_0 = \sum_{\sigma} \int d\mathbf{r} \Psi_{\sigma}^{\dagger}(\mathbf{r}) \frac{\hbar^2 (\hat{\mathbf{k}} \pm k_R \mathbf{e}_x)^2}{2m} \Psi_{\sigma}(\mathbf{r}) + \frac{\Omega_R}{2} \int d\mathbf{r} [\Psi_{\uparrow}^{\dagger}(\mathbf{r}) \Psi_{\downarrow}(\mathbf{r}) + \text{H.c.}] \quad (4.6)$$

是单粒子哈密顿量；

$$H_{\text{int}} = U_0 \int d\mathbf{r} \Psi_{\uparrow}^{\dagger}(\mathbf{r}) \Psi_{\downarrow}^{\dagger}(\mathbf{r}) \Psi_{\downarrow}(\mathbf{r}) \Psi_{\uparrow}(\mathbf{r}) \quad (4.7)$$

描述的是相互作用。在方程 4.6 的第一项中，我们使用了 $\hat{\mathbf{k}} = i\nabla$ ， $\sigma = \uparrow$ 为“+”， $\sigma = \downarrow$ 为“-”，利用泡利矩阵 σ_x ， σ_y 和 σ_z ，单粒子的哈密顿量可以表示为一个更紧凑的形式：

$$H_0 = \int d\mathbf{r} \Phi^{\dagger} \left[\frac{\hbar^2 (k^2 + \hat{\mathbf{k}}^2)}{2m} + h\sigma_x + \lambda k_x \sigma_z \right] \Phi \quad (4.8)$$

这里，旋量场算符 $\Phi(\mathbf{r}) \equiv [\Psi_{\uparrow}(\mathbf{r}), \Psi_{\downarrow}(\mathbf{r})]^T$ 。这样我们定义了一个自旋轨道耦合常数 $\lambda \equiv \hbar^2 k_R / m$ 和一个有效的塞曼场 $h \equiv \Omega_R / 2$ 。

为了得到自旋轨道耦合下的强相互作用费米气体，当偏置磁场达到最终值的时候，我们用 15 ms 的时间将拉曼失谐 $\delta = 0$ 的拉曼耦合强度从零绝热地增加到 $\Omega = 1.5E_R$ ，这里 $E_R \equiv \hbar^2 k_R^2 / (2m) \approx h \times 8.36 \text{ kHz}$ 。

4.4 自旋轨道耦合下的射频谱

为了更好地描述强相互作用的自旋轨道耦合费米系统，我们利用一个脉冲时间为 400 μs 、频率为 ω 的高斯型射频信号将分子中自旋向上的原子转移到第三个态 $|3\rangle = |F = 9/2, m_F = -5/2\rangle$ ，同时分子中自旋向下的原子也变为自由原子。同样，高斯型脉冲还是为了避免射频谱“旁瓣”的产生。射频耦合的哈密顿量可以写成：

$$V_{\text{rf}} = V_0 \int d\mathbf{r} \left[e^{-ik_R x} \psi_3^{\dagger}(\mathbf{r}) \psi_{\uparrow}(\mathbf{r}) + \text{H.c.} \right] \quad (4.9)$$

这里， $\psi_3^{\dagger}(\mathbf{r})$ 产生 $|3\rangle$ 态原子的场算符， V_0 是射频的强度。有效的动量转移 $k_R \mathbf{e}_x$ 来自规范变换。关掉射频以后，我们迅速关掉光阱，磁场和拉曼光，使原子在沿 \hat{y} 轴的史特恩-盖拉赫场中飞行 12 ms，然后在 \hat{z} 轴方向做吸收成像。测量最末态 $|3\rangle$ 上的原子数目随射频频率 ω 的变化情况从而得到射频谱 $\Gamma(\omega)$ 。

对于一个弱的射频，可以根据一个线性理论来计算费米子转移的数目。需要注意的是这需要末态与自旋向上或向下的态之间的相互作用是很小的。理论上，对于给定动量的射频，转移强度完全由自旋向上原子的单粒子谱函数 $A_{\uparrow\uparrow}$ 决定：

$$\Gamma(\mathbf{k}, \omega) = A_{\uparrow\uparrow}(\mathbf{k} + k_R \mathbf{e}_x, \varepsilon_{\mathbf{k}} - \mu - \hbar\omega + \hbar\omega_{3\uparrow}) \times f(\varepsilon_{\mathbf{k}} - \mu - \hbar\omega + \hbar\omega_{3\uparrow}) \quad (4.10)$$

其中， $\varepsilon_{\mathbf{k}} \equiv \hbar^2 k^2 / (2m)$ ， μ 是自旋轨道系统的化学势， $\hbar\omega_{3\uparrow} \approx \hbar \times 47.1 \text{ MHz}$ 是自旋向上的态和第三个态之间的塞曼分裂。 $f(x) \equiv 1 / (e^{x/k_B T} + 1)$ 是费米分布函数，耦合强度 $V_0 = 1$ 。

实验上，可以测量沿 \hat{i} 方向的动量-分辨射频谱 $\Gamma(k_x, \omega) = \sum_{k_y, k_z} \Gamma(\mathbf{k}, \omega)$ ，也可以在积分之后获得射频谱 $\Gamma(\omega) \equiv \sum_{\mathbf{k}} \Gamma(\mathbf{k}, \omega)$ ，由于信噪比的问题，我们目前在实验上还不能获得较好的动量分辨射频信号。

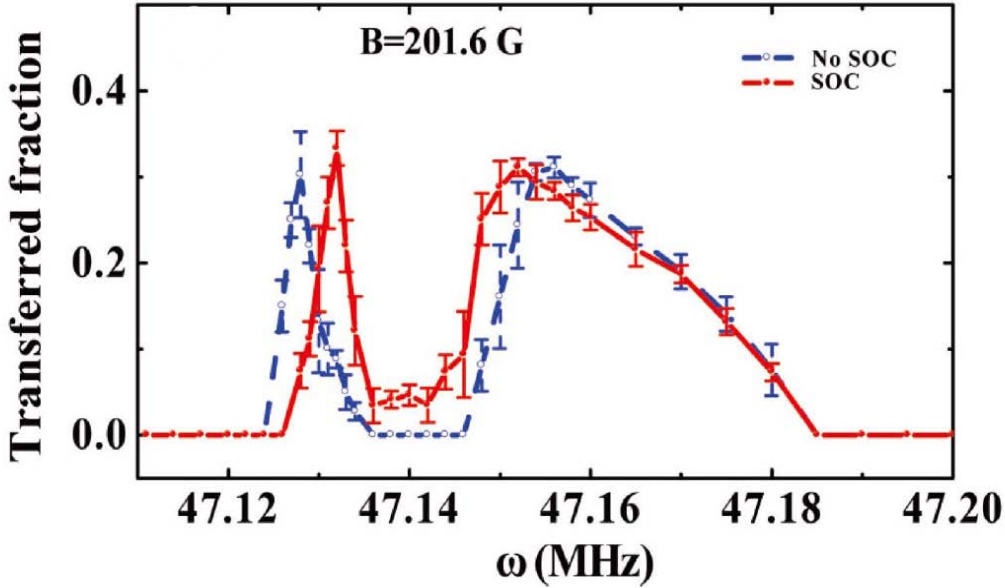


图 4.5 Feshbach 共振下的射频谱。磁场大小为 $B = 201.6 \text{ G}$ ， $a_s \approx 2215.6 a_0$ ， a_0 为玻尔半径。图中红色曲线和蓝色曲线分别代表有自旋轨道耦合和没有自旋轨道耦合的情况。拉曼光失谐为 $\delta = 0$ 。 $1 / (k_F a_s) \approx 0.66$ 。纵坐标的比例是按照 $N_{|-5/2\rangle} / (N_{|-5/2\rangle} + N_{|-7/2\rangle})$ 来计算的， $N_{|-5/2\rangle}$ 和 $N_{|-7/2\rangle}$ 有吸收成像的图片获得。

在图 4.5 中，我们给出的是 Feshbach 共振下的相互作用的费米气体的积分射频谱。分别是由自旋轨道耦合和没有自旋轨道耦合的情况。在这里，选择拉曼光波长的时候要特别注意。在后面的章节中我们还会讲到，在这个波段附近存在一系列基态分子到激发态分子的跃迁线，而在这些损耗峰附近的激光会改变原子散射长度，从而影响分子的束缚能，所以我们要避开这些频率。从图上我们可以看出，存在两个不同的峰，其中窄的峰对应的是自由原子的跃迁，较宽的峰对应的是分子跃迁。在自旋轨道耦合的作用下，原子对应的峰会向高频处移动，即蓝移，而分子对应的峰则向低频移动，即红移。

为了证明这里的蓝移和红移是由于自旋轨道耦合作用引起的，而不是基态分子-激发态分子跃迁峰引起的，我们在这里做一组对比实验。我们重复上述的实验过程，唯一不同的地方就是我们通过声光调制器的信号源来调节两束拉曼光当中一束的频率，使得两束拉曼光之间的失谐为 500 kHz，这样就不存在拉曼过程，也就是

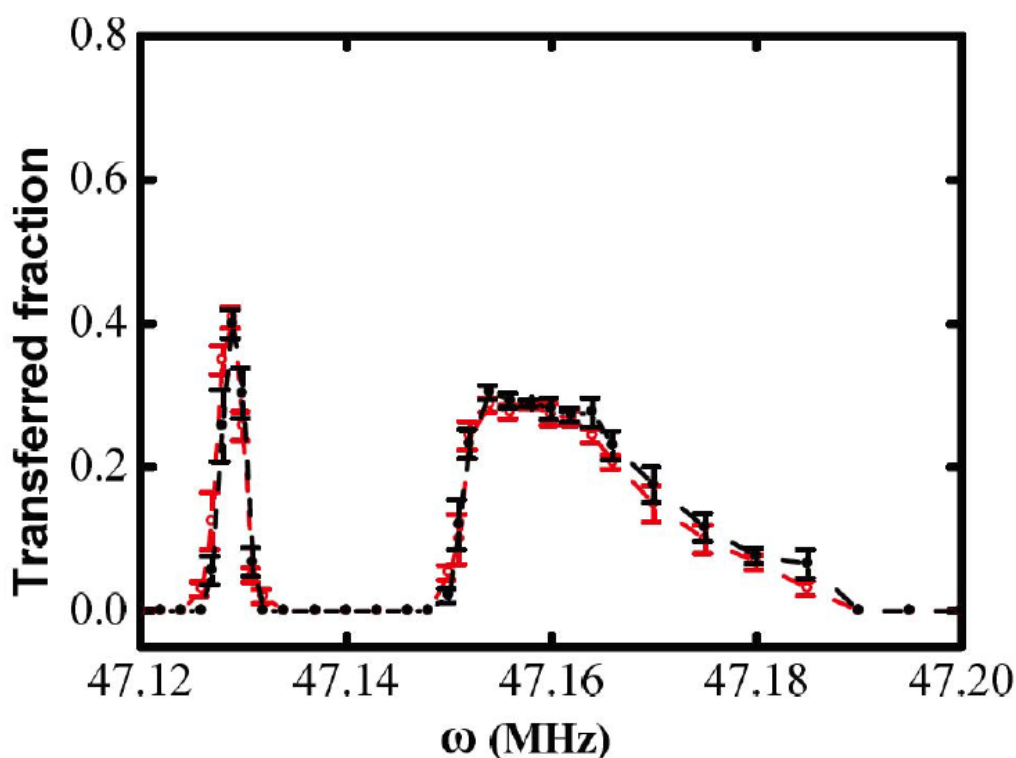


图 4.6 无自旋轨道耦合的射频谱。黑色曲线是没有激光的情况；红色曲线是拉曼光失谐为 500 kHz 的情况，此时失谐较大，不存在自旋轨道耦合，可以看作两束独立的激光。其他条件同图 4.5。

不存在自旋轨道耦合作用，可以认为是两束独立的激光。同时，相对于基态分子-激发态分子的共振损耗峰来说 500 kHz 的移动是可以忽略的。在图 4.6 中，我们对比了在这样一组激光和不加激光时的射频频谱。可以看出，这两组谱线是高度一致的，这就可以证明，在图 4.5 中的红移和蓝移来自自旋轨道耦合作用。

4.4.1 多体 T-matrix 理论

现在我们从理论上分析观察到的费米对的红移。在 Feshbach 共振附近，把原子和费米对看做同等地位是很重要的。在存在自旋轨道耦合的情况下，我们定义一个有限温度的格林函数：

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \tau > 0) \equiv -\langle \Phi(\mathbf{r}, \tau) \Phi^\dagger(\mathbf{r}', 0) \rangle \quad (4.11)$$

这是一个 2 乘 2 的矩阵。我们采用一个部分自洽 T-matrix 方法，可以得到^[22,23]：

$$G(K) = \left[G_0^{-1}(K) - \Sigma(K) \right]^{-1} \quad (4.12)$$

其中

$$\Sigma(K) = \sum_Q \left[t(Q) (i\sigma_y) \tilde{G}_0(K-Q) (i\sigma_y) \right] \quad (4.13)$$

这里，

$$t(Q) \equiv \frac{U_0}{1 + U_0 \chi(Q)} \quad (4.14)$$

是两粒子传播子的 T 矩阵，其中

$$\chi(Q) = \frac{1}{2} \sum_K \text{Tr} \left[G(K) (i\sigma_y) G_0(K-Q) (i\sigma_y) \right] \quad (4.15)$$

无相互作用的格林函数为：

$$G_0(K) = \left[i\omega_m - \varepsilon_k + \mu - E_R - h\sigma_x - \lambda k_x \sigma_z \right]^{-1} \quad (4.16)$$

为了简单起见，在这里我们使用了简单符号 $K \equiv (\mathbf{k}, i\omega_m)$ ， $Q \equiv (\mathbf{q}, i\nu_n)$ 和

$\sum_K \equiv k_B T \sum_{\mathbf{k}, \omega_m}$ ， ν_n 和 ω_m 分别是费米子和玻色子的 Matsubara 频率。我们还定义了 $\tilde{G}(K) \equiv -[G(-K)]^T$ 。

方程 4.11-4.16 概括了以前没有自旋轨道耦合情况的 T-matrix 理论^[22]。在这里由自旋轨道耦合引起的改进包括利用格林函数的 2 乘 2 矩阵形式和方程 4.12 和 4.15 中 $i\sigma_y$ 的出现。

一般来说，自洽的 T-matrix 方程很难解的。但是我们可以定性地得到一对化学

势和配对差的方程^[24]。通过解这两个方程，我们可以计算单粒子的谱函数：

$$A_{\uparrow\uparrow}(\mathbf{k}, \omega) \equiv -\frac{1}{\pi} \text{Im} G_{\uparrow\uparrow}(K) \quad (4.17)$$

和射频转移强度 $\Gamma(\mathbf{k}_x, \omega)$ 和 $\Gamma(\omega)$ ，在这里我们将 $A_{\uparrow\uparrow}(\mathbf{k}, \omega)$ 中的狄拉克 δ 函数替代为

$$\delta(x) = \frac{\gamma/\pi}{x^2 + \gamma^2} \quad (4.18)$$

4.4.2 束缚分子的射频谱

在图 4.7 中是一组自旋轨道耦合下费米气体的积分射频谱，这里 $B = 201.6 \text{ G}$ ， $T = 0.6T_F$ ，拉曼耦合光的强度从 0 增加到 $4E_R$ ，可以看出原子的峰和费米对的峰分别向高频和低频移动，这与我们图 4.5 中的实验结果是完全一致的。在这组相互作用的参数里 [$1/(k_F a_s) \approx 0.66$]，费米对峰红移可以费米对束缚能的两体极限来理解：越

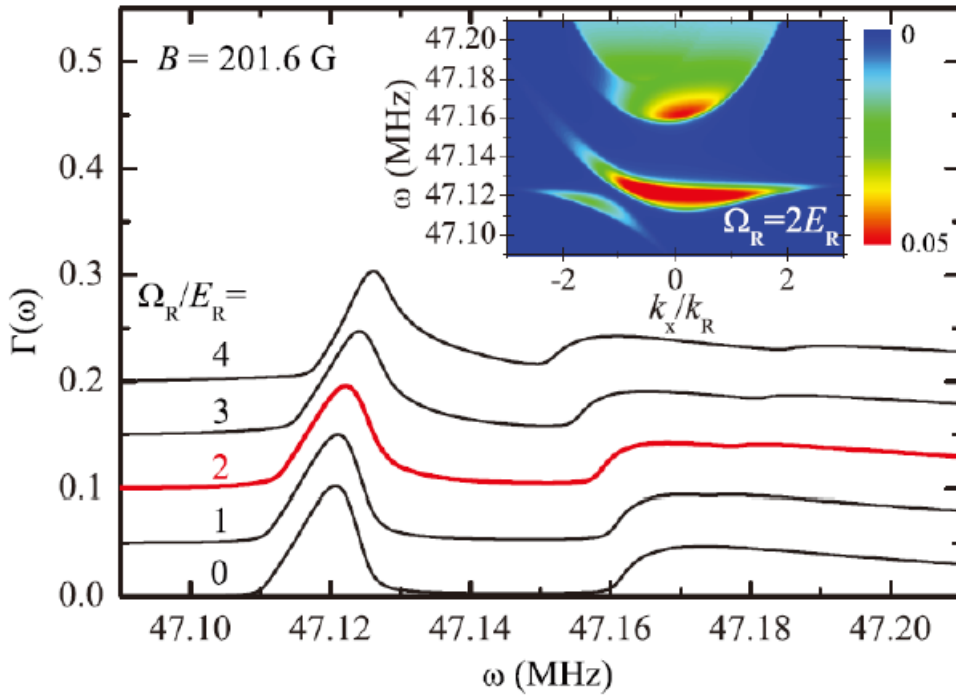


图 4.7 射频谱随拉曼耦合强度变化的预测。 $1/(k_F a_s) \approx 0.66$ ， $T = 0.6T_F$ ，

$k_F = 1.6k_R$ 。随着拉曼耦合强度的增加，两个峰蓝移和红移越来越明显。

插图给出了 $\Omega_R = 2E_R$ 时的动量分辨谱的等值线图。

强的耦合强度，两粒子束缚态的束缚能越小^[25]。在插图中，我们预言了 $\Omega_R = 2E_R$ 时的动量分辨射频谱。在动量方程中具有明显的不对称性。

4.4.3 Feshbach 共振附近的动量分辨谱

现在我们来查看 Feshbach 共振附近的射频谱，在图 4.8 中我们画出了自旋轨道耦合费米气体的超流转变温度 T_c 和费米对破坏温度 T^* 。这里 $\Omega_R = 1.5E_R$ ， $k_F = 1.6k_R$ 。计算温度 T^* 的时候利用的是标准 BCS 平均场理论，不考虑预先成对的原子。我们发现超流区域被压制，特别地，在共振处超流转变温度大约为 $T_c \approx 0.129T_F$ ，比测量值 $T_c \approx 0.167(13)T_F$ 要小^[26]。所以，在目前实验条件下观察自旋轨道耦合费米超流就具有更大的困难。在图 4.8 (b) - (d) 中我们描述了共振附近零温动量分辨射频谱，

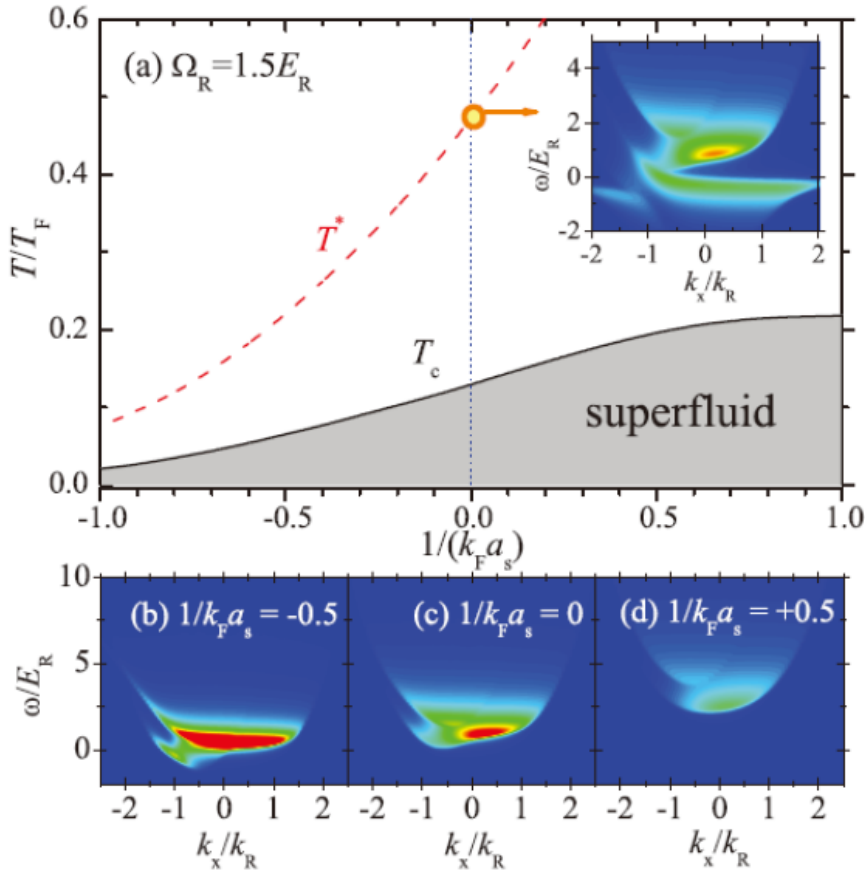


图 4.8 (a) 预测强相互作用费米气体在自旋轨道耦合下的相图， $\Omega_R = 1.5E_R$ ， $k_F = 1.6k_R$ 。(b) - (d)，零温时 Feshbach 共振区域动量分辨射频谱的等值线图。图 (a) 插图给出了在温度 T^* 时的动量分辨射频谱。

在 BEC 一侧 [$1/(k_F a_s) = -0.5$]，谱由原子决定，在 $k_x < 0$ 处表现出一个高频“尾巴”^[10,11,27]。对于 BEC 极限 [$1/(k_F a_s) = 0.5$]，可以从原子对的角度理解，表现出一个双重的各向异性分布^[28]。共振处的原子谱是极其复杂的，这应该归因于多体费米对。与平滑的 BEC-BCS 交叉一致，共振处的谱也是连续变化的

4.4.4 实验理论对照

在图 4.9 中，我们通过实验上的数据对比来验证我们的理论。在这里，没有考虑束缚效应和束缚中心的相关实验参数，理论上也没有可以调节的自由参数。如图所示。

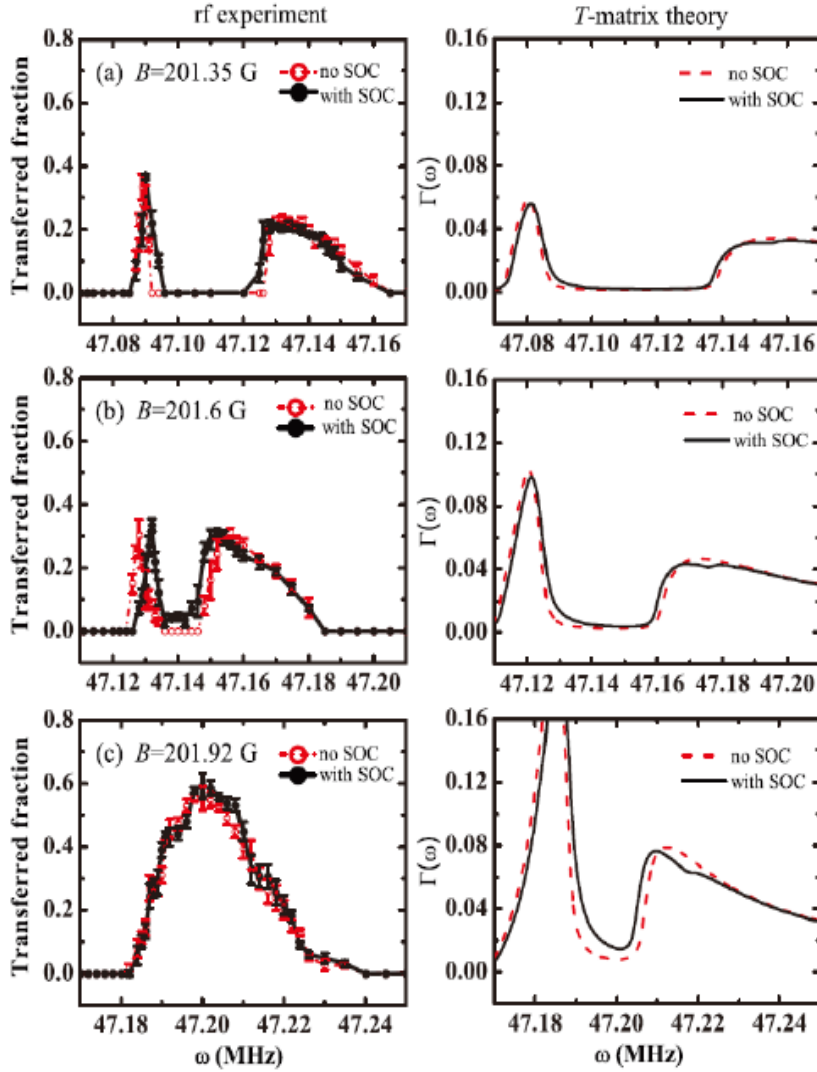


图 4.9 射频频谱的理论实验对照。根据实验，理论计算上我们取 $\Omega_R = 1.5E_R$ ， $T = 0.6T_F$ ， $k_F = 1.6k_R$ 。(a)、(b)、(c) 中 $1/(k_F a_s)$ 分别为 0.89, 0.66, 0.32。

从定性的角度说实验和理论是一致的，费米对都表现出红移。需要指出的是，在 Feshbach 共振附近我们的多体理论只是定性的，不能很好地解释积分射频谱中原子和费米对的分离，也不能用在强相互作用处原子和分子之间。但是我们的理论在 BEC 极限定性得到了两体结果和自旋轨道耦合引起的红移。

4.5 小结

我们在实验和理论上研究了 Feshbach 共振附近强相互作用下自旋轨道耦合的 ^{40}K 费米气体的射频谱，观察到了自旋轨道耦合引起的费米对的红移。与我们的多体 T-matrix 理论定性吻合。预测了不同温度下费米对的动量分辨射频谱，表现出非对称分布。

在这里我们实验的典型温度是 $0.6T_F$ ，在以后的实验中，我们希望将强相互作用的 ^{40}K 费米气体减低到 $0.2T_F$ ，接近超流转变温度。

参考文献

- [1] I. Bloch, J. Dalibard, and W. Zwerger, Many-body physics with ultracold gases. *Rev. Mod. Phys.* 80, 885(2008).
- [2] S. Giorgini, L. P. Pitaevskii, and S. Stringari, Theory of ultracold atomic Fermi gases. *Rev. Mod. Phys.* 80, 1215 (2008).
- [3] C. A. Regal, M. Greiner, and D. S. Jin, Observation of Resonance Condensation of Fermionic Atom Pairs. *Phys. Rev. Lett.* 92,040403 (2004).
- [4] M. W. Zwierlein, C. A. Stan, C. H. Schunck, S. M. F. Raupach, A. J. Kerman, and W. Ketterle, Condensation of Pairs of Fermionic Atoms near a Feshbach Resonance. *Phys. Rev. Lett.* 92, 120403 (2004).
- [5] C. Chin, M. Bartenstein, A. Altmeyer, S. Riedl, S. Jochim, J. Hecker Denschlag, and R. Grimm, Observation of the Pairing Gap in a Strongly Interacting Fermi Gas. *Science* 305, 1128 (2004).
- [7] J. T. Stewart, J. P. Gaebler, and D. S. Jin, Using photoemission spectroscopy to probe a strongly interacting Fermi gas. *Nature (London)* 454,744 (2008).
- [7] Y.-J. Lin, K. Jimenez-García, and I. B. Spielman, Spin-orbit-coupled Bose-Einstein condensates. *Nature (London)* 471, 83 (2011).
- [8] Z. Fu, P. Wang, S. Chai, L. Huang, and J. Zhang, Bose-Einstein condensate in a light-induced vector gauge potential using 1064-nm optical-dipole-trap lasers. *Phys. Rev. A* 84, 043609 (2011).
- [9] J. Y. Zhang, S. C. Ji, Z. Chen, L. Zhang, Z. D. Du, B. Yan, G. S. Pan, B. Zhao, Y. J. Deng, H. Zhai, S. Chen, and J. W. Pan, Collective Dipole Oscillations of a Spin-Orbit Coupled Bose-Einstein Condensate. *Phys. Rev. Lett.* 109, 115301 (2012).
- [10] P. Wang, Z.-Q. Yu, Z. Fu, J. Miao, L. Huang, S. Chai, H. Zhai, and J. Zhang, Spin-Orbit Coupled Degenerate Fermi Gases. *Phys. Rev. Lett.* 109, 095301 (2012).
- [11] L. W. Cheuk, A. T. Sommer, Z. Hadzibabic, T. Yefsah, W. S. Bakr, and M. W. Zwierlein, Spin-Injection Spectroscopy of a Spin-Orbit Coupled Fermi Gas. *Phys. Rev. Lett.* 109, 095302 (2012).
- [12] X.-L. Qi and S.-C. Zhang, The quantum spin Hall effect and topological insulators. *Phys. Today* 63, 33 (2010).

- [13] M. Z. Hasan and C. L. Kane, *Colloquium: Topological insulators*. Rev. Mod. Phys. 82, 3045 (2010).
- [14] Zhengkun Fu, Lianghai Huang, Zengming Meng, Pengjun Wang, Xia-Ji Liu, Han Pu, Hui Hu, and Jing Zhang, Radio-frequency spectroscopy of a strongly interacting spin-orbit-coupled Fermi gas, Phys. Rev. A, 87,053619, (2013)
- [15] C. Chin, R. Grimm, P. Julienne, and E. Tiesinga, Feshbach resonances in ultracold gases. Rev. Mod. Phys. 82, 1225 (2010).
- [16] A. J. Moerdijk, B. J. Verhaar, and A. Axelsson. Resonances in ultracold collisions of ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, and ${}^{23}\text{Na}$. Phys. Rev. A, 51, 4852 (1995).
- [17] C. A. Regal, C. Ticknor, J. L. Bohn, and D. S. Jin, Creation of ultracold molecules from a Fermi gas of atoms. Nature(London) 424, 47 (2003).
- [18] John Pagnucci Gaebler, Photoemission Spectroscopy of a Strongly Interacting Fermi Gas. Ph.D. thesis, University of Colorado, 2010.
- [19] D. Xiong, P. Wang, Z. Fu, S. Chai, and J. Zhang, Evaporative cooling of ${}^{87}\text{Rb}$ atoms into Bose-Einstein condensate in an optical dipole trap. Chin. Opt. Lett. 8, 627 (2010).
- [20] P. Wang, L. Deng, E. W. Hagley, Z. Fu, S. Chai, and J. Zhang, Observation of Collective Atomic Recoil Motion in a Degenerate Fermion Gas. Phys. Rev. Lett. 106, 210401 (2011).
- [21] R. Wei and E. J. Mueller, Magnetic-field dependence of Raman coupling in alkali-metal atoms. Phys. Rev. A, 87, 042514 (2013).
- [22] H. Hu, X.-J. Liu, and P. D. Drummond, Comparative study of strong-coupling theories of a trapped Fermi gas at unitarity. Phys. Rev. A, 77,061605(R) (2008).
- [23] H. Hu, X.-J. Liu, and P. D. Drummond, Universal thermodynamics of a strongly interacting Fermi gas: theory versus experiment. New J. Phys. 12, 063038(2010).
- [24] Q. J. Chen, J. Stajic, S. Tan, and K. Levin, BCS–BEC crossover: From high temperature superconductors to ultracold superfluids. Phys. Rep. 412, 1 (2005).
- [25] L. Jiang, X.-J. Liu, H. Hu, and H. Pu, Rashba spin-orbit-coupled atomic Fermi gases Phys. Rev. A 84, 063618 (2011).
- [26] M. J. H. Ku, A. T. Sommer, L. W. Cheuk, and M. W. Zwierlein, Revealing the Superfluid Lambda Transition in the Universal Thermodynamics of a Unitary Fermi Gas.

Science 335, 563 (2012).

[27] X.-J. Liu, Momentum-resolved radio-frequency spectroscopy of ultracold atomic Fermi gases in a spin-orbit-coupled lattice. Phys. Rev. A, 86, 033613 (2012).

[28] H. Hu, H. Pu, J. Zhang, S.-G. Peng, and X.-J. Liu, Radio-frequency spectroscopy of weakly bound molecules in spin-orbit-coupled atomic Fermi gases. Phys. Rev. A, 86, 053627 (2012).

第五章 超冷费米气体中自旋轨道耦合导致 Feshbach 分子的产生

Feshbach 分子的产生

5.1 概述

近年来，人们不仅对超冷原子的研究有着浓厚的兴趣，同样，对超冷分子也表现出很强的好奇心。获得超冷原子的方法有很多，同样，人们也有多种手段来获得超冷分子，比如在 Feshbach 共振的帮助下，可以采用扫描磁场的方法，射频耦合分子态和原子对的方法，或者三原子的方法来制备超冷分子^[1]；采用拉曼（Raman）过程，光缔合过程制备分子^[2]；或者最近兴起的直接冷却分子^[3]等手段。

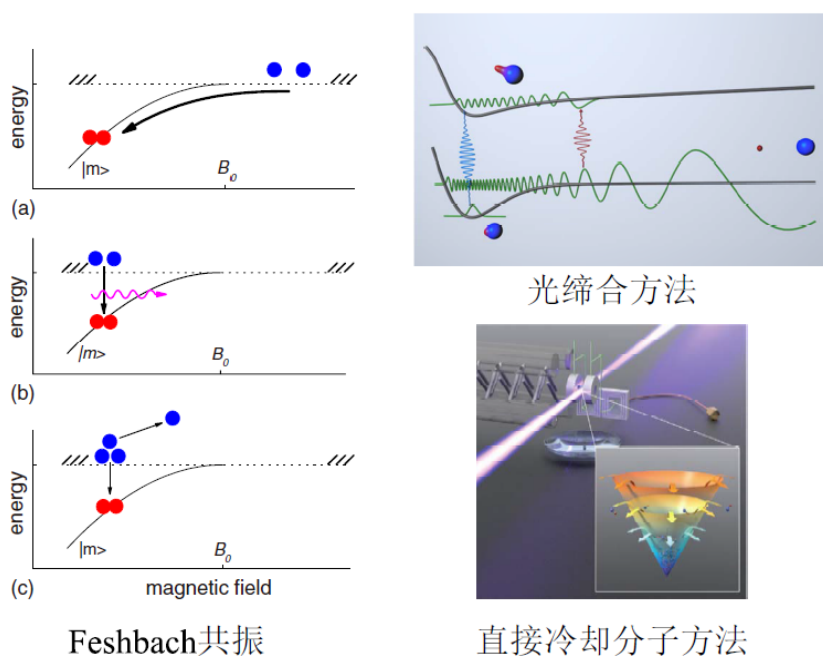


图 5.1 常用获得超冷分子的方法。左侧三幅图为利用 Feshbach 共振技术制备分子；右侧上图表示的是利用光缔合方法制备冷分子；右侧下图是直接冷分子的方法。

从人造的自旋轨道耦合在冷原子中实现以来，它就扮演着一个很重要的角色^[4-16]。以前，我们实验上制备冷分子的方法是在 Feshbach 共振附近扫描磁场来产生分子。2013 年，我们实验室利用一种新的、与以往不同的方法来制备 s-波 Feshbach 分子。这就是利用自旋轨道耦合作用，从相互作用很弱的费米子单态出发来制备 s-波 feshach 分子，在实验上证明了自旋轨道耦合可以使得自旋单态和三重态成为相干的，表明这个系统的束缚对包含一个三重 p-波成份，可以通过进一步冷却和限制在一维

来实现 p-波拓扑超流。

在本章中，我们先从理论和实验上介绍了怎样利用自旋轨道耦合作用来制备 s-波 feshach 分子，然后研究了原子-分子的拉比振荡以及一些其它性质。

5.2 制备 Feshbach 分子的理论分析

我们先来考虑一个 s-波 Feshbach 共振附近的两个原子，此时散射长度为正值 ($a_s > 0$)。在这样的一个系统中，Feshbach 分子处在自旋单态：

$$|S\rangle \equiv \left(|\uparrow\rangle_1 |\downarrow\rangle_2 - |\downarrow\rangle_1 |\uparrow\rangle_2 \right) / \sqrt{2} \quad (5.1)$$

这里 $|\uparrow\rangle$ 和 $|\downarrow\rangle$ 代表两个不同的原子内部自旋态。我们假定开始时两个费米子被制备在相同的自旋态，记做 $|\downarrow\rangle$ ，具有不同的动量 \mathbf{p} 和 \mathbf{q} ，在图 5.2 中用蓝色箭头表示。初始态可以写为：

$$|\Psi\rangle_i = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|p\rangle_1 |q\rangle_2 - |q\rangle_1 |p\rangle_2 \right) |\downarrow\rangle_1 |\downarrow\rangle_2 \quad (5.2)$$

我们现在再来看这样一个单粒子系统，两个态通过下式结合在一起：

$$\mathbf{h}(\mathbf{k}) \cdot \boldsymbol{\sigma} \quad (5.3)$$

这里 \mathbf{k} 是动量， $\boldsymbol{\sigma}$ 是原子自旋的泡利矩阵。如果“有效磁场” \mathbf{h} 与 \mathbf{k} 是不相关的，它代表没有自旋轨道耦合的情况。在这种情况下， \mathbf{h} 就是一个均匀磁场，两个具有不同动量的原子始终以同样的方式旋转。所以，在一个给定时间 t ，他们两个具有相同的旋转方向 $|\hat{n}\rangle$ ，如图 7.2(a)所示。最终态的波函数由下式给出：

$$|\Psi\rangle_f = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|p\rangle_1 |q\rangle_2 - |q\rangle_1 |p\rangle_2 \right) |\hat{n}\rangle_1 |\hat{n}\rangle_2 \quad (5.4)$$

因为这个态仍然为一个三重态， $\langle S | \Psi \rangle_f$ 始终为零。所以也就不可能存在相干转移到 Feshbach 分子态。另一方面，如果 \mathbf{h} 中的某一部分是依赖于 \mathbf{k} 的，也就意味着自旋和动量是耦合的，在这种情况下，自旋是依赖于动量的，一般来说动量不同就会不一样。假设在时间 t ，具有动量 \mathbf{p} 的原子旋转到 $|\hat{n}_p\rangle$ ，而具有动量 \mathbf{q} 的原子旋转到 $|\hat{n}_q\rangle$ ，如图 5.2(b)所示，则末态的波函数可以写成这个形式：

$$|\Psi\rangle_f = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|p\rangle_1 |q\rangle_2 |\hat{n}_p\rangle_1 |\hat{n}_q\rangle_2 - |q\rangle_1 |p\rangle_2 |\hat{n}_q\rangle_1 |\hat{n}_p\rangle_2 \right) \quad (5.5)$$

我们可以将上式改写为：

$$|\Psi\rangle_f = \frac{(|p\rangle_1|q\rangle_2 - |q\rangle_1|p\rangle_2)}{2}|\tilde{T}\rangle + \frac{(|p\rangle_1|q\rangle_2 + |q\rangle_1|p\rangle_2)}{2}|\tilde{S}\rangle \quad (5.6)$$

这里,

$$|\tilde{T}\rangle = (|\hat{n}_p\rangle_1|\hat{n}_q\rangle_2 + |\hat{n}_q\rangle_1|\hat{n}_p\rangle_2)/\sqrt{2} \quad (5.7)$$

$$|\tilde{S}\rangle = (|\hat{n}_p\rangle_1|\hat{n}_q\rangle_2 - |\hat{n}_q\rangle_1|\hat{n}_p\rangle_2)/\sqrt{2} \quad (5.8)$$

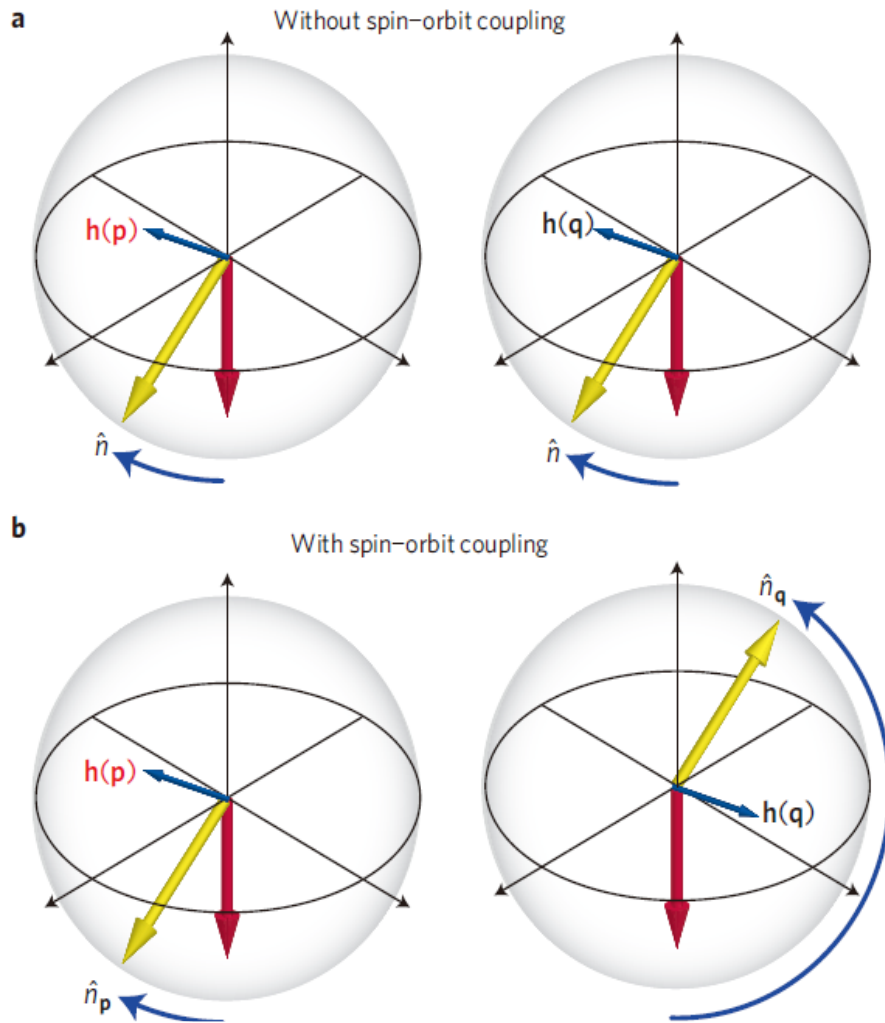


图 5.2 利用自旋轨道耦合产生 Feshbach 分子原理图。左侧和右侧的图代表两个具有不同动量的原子。(a) 中表示没有自旋轨道耦合的情况, $h(p)=h(q)$ 。

(b) 中表示存在自旋轨道耦合的情况, $p \neq q$ 的时候 $h(p) \neq h(q)$ 。红色箭头代表初始时刻自旋方向, 黄色箭头代表时刻 t 的自旋方向。

分别是自旋三重态和自旋单态。所以， $\langle S|\Psi\rangle_f$ 是一个非零的值，两个原子之间会有一个 s-波的共振作用。这样，也就可以导致向 s-波 Feshbach 分子的转变。这就是说，对于相同自旋态的原子，在没有自旋轨道耦合的时候，是不可以结合 s-波分子的，而在自旋轨道耦合的作用下，就有可能生成 s-波 Feshbach 分子。

不过，在实验上，我们知道像射频耦合之类的不依赖动量的耦合也是可以在简并费米气体中产生 Feshbach 分子。在这样的一个过程中，最初为 $|\uparrow\rangle$ 态的原子通过射频耦合变为 $|\uparrow\rangle$ 态和 $|\downarrow\rangle$ 态的叠加态。在退相干之后，它变成了处在 $|\uparrow\rangle$ 态和 $|\downarrow\rangle$ 态不相干的散射原子，然后他们之间的非弹性碰撞会使原子中的部分原子变为分子^[17]。在这里要指出的是，在这个过程中涉及到了退相干过程。相比之下，我们前面讨论的由于自旋轨道耦合导致的转移不需要任何的退相干过程，完全是一个量子相干过程。

在我们的实验当中，我们利用两束拉曼光在 ^{40}K 气体中将自旋态 $|9/2, -9/2\rangle$ （记做 $|\downarrow\rangle$ ）和自旋态 $|9/2, -7/2\rangle$ 态（记做 $|\uparrow\rangle$ ）耦合到一起。两束拉曼光角度为 θ ，其哈密顿量可以写为^[5]：

$$\hat{H}_0 = \frac{(k_x - k_0\sigma_z)^2}{2m} + \frac{\Omega}{2}\sigma_x - \frac{\delta}{2}\sigma_z + \frac{k_y^2 + k_z^2}{2m} \quad (5.9)$$

这里， $2k_0 \equiv 2k_r \sin(\theta/2)$ 是动量转移， k_r 是单光子反冲动量， Ω 是拉曼光耦合强度， δ 是双光子失谐。 k_x 在这里代表原子的准动量，与原子真实动量 $k_x \mp k_0$ 相联系， \mp 表示自旋向上和自旋向下。与方程 5.3 对比，这里 $\mathbf{h} = (\Omega/2, 0, -\delta/2 - k_x k_0/m)$ 。如果两束拉曼光是同向的，我们就有 $\theta = 0$ ，那么就会有 $k_0 = 0$ ，这种情况下就没有了自旋轨道耦合。 $\theta \neq 0$ 的时候， k_0 就是一个非零的值，也就有自旋轨道作用。通过上面的分析可以知道，在一个单一自旋态的费米系统中，如果两束拉曼光是同向的，就没有耦合也就不会产生 s-波 Feshbach 分子；如果两束光是非同向的，就可以有相干分子产生。

5.3 制备 Feshbach 分子的实验研究

5.3.1 Feshbach 分子的观察

我们的实验装置与前面的实验装置是完全一样的^[18-23]。是在磁场为 201.4 G 的条件下进行的，低于 $|9/2, -9/2\rangle$ 和 $|9/2, -7/2\rangle$ 态的 s-波 Feshbach 共振点 202.2 G，对应于分子束缚能为 $E_b = h \times 30 \text{ kHz}$ ，约为 $3.59E_r$ ， $1/(k_F a_s) \approx 0.92$ ， a_s 是 s-波的散射长度， k_F 是费米波矢。我们将原子制备在 $|9/2, -9/2\rangle$ 态后，将磁场放置在 201.4 G，然

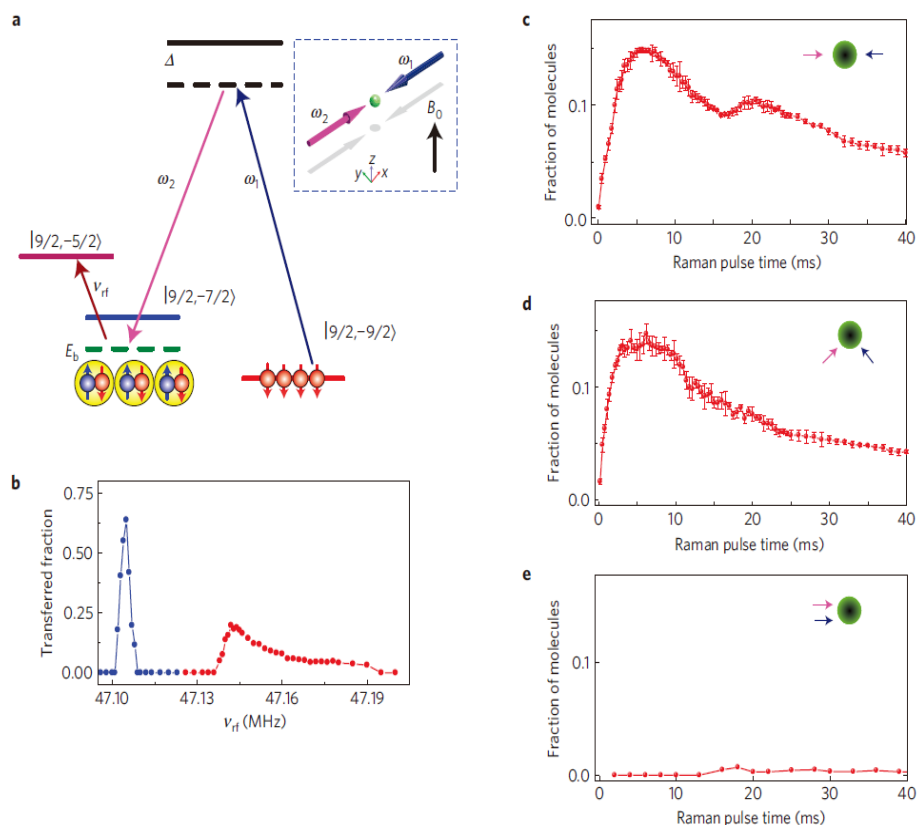


图 5.3 能级示意图和自旋轨道耦合产生 Feshbach 分子。(a) 能级示意图。一对拉曼光将自旋态 $|9/2, -9/2\rangle$ 的 ^{40}K 原子耦合到 Feshbach 分子上。通过一个射频来测量 Feshbach 分子和 $|9/2, -7/2\rangle$ 态原子的数目。(b) 中是磁场 Feshbach 共振时 $|9/2, -5/2\rangle$ 态原子数目随射频频率的变化。(c) — (e) 是拉曼光夹角为 180° , 90° 和 0° 的情况。拉曼光耦合强度为 $\Omega = 1.35 E_r$, 拉曼光失谐为 $\delta = -E_b = -3.59 E_r$, (c) (d) 中给出了实验上多次测量的标准偏差。

后打开拉曼脉冲光，从而实现自旋轨道耦合。同样，选择拉曼光波长的时候要注意避开基态分子-激发态分子共振损耗峰^[21]，为了测量 Feshbach 分子和 $|9/2, -9/2\rangle$ 原子的数量，我们在关闭拉曼光以后打开一个射频脉冲，这个脉冲用于 $|9/2, -7/2\rangle$ 到 $|9/2, -5/2\rangle$ 的转移。在图 5.3 中我们给出了磁场 Feshbach 共振时原子 $|9/2, -7/2\rangle$ 和 Feshbach 分子关于射频频率的函数。第一个峰对应的是原子-原子之间的转移，第二个峰对应的是分子-原子之间的转移。在分子峰处，信号最明显的地方对应的是 47.14MHz，所以在后面我们就使用这个频率来探测分子。

如图 5.3(a)中所示，我们将双光子的拉曼失谐设为 $\delta = -E_b = -3.59E_r$ ，然后测量产生的 Feshbach 分子数量随拉曼光作用时间的变化。在这里，我们对比了三种拉曼光不同角度的情况， $\theta = 180^\circ$ ， $\theta = 90^\circ$ 和 $\theta = 0^\circ$ ，如图 5.3(c)-(e)所示。从图 5.3(c)我们可以发现 $\theta = 180^\circ$ 的时候由于拉曼过程产生了 Feshbach 分子，并且可以看到明显的原子-分子之间拉比振荡；对于 $\theta = 90^\circ$ ，产生的分子数量稍微有一些减少，并且观察不到原子-分子之间的拉比振荡；对于 $\theta = 0^\circ$ ，即使拉曼光的作用时间增加到 40 ms，仍然没有 Feshbach 分子产生，这就意味着在没有动量转移的拉曼过程中，s-波 Feshbach 分子和完全极化态之间的转换时被禁止的。同时，我们也观察到了由于拉曼光引起的原子加热和损耗现象。当 $t \sim 30$ ms 的时候，温度会增加到 $1T_F$ (T_F 是费米温度)，原子数会损失到初始时刻的三分之二。

图 5.4 是我们实验中在不同时刻成像的一个对比，可以很明显的看出，如果不加拉曼光就自由展开后成像，就只有一团原子，对应的是 $|9/2, -9/2\rangle$ 态的自由原子；如果在拉曼光之后成像，但是不加解离分子的射频，我们可以看出仍然只有一团原子，但是原子数目减少，这是因为一部分原子转化为分子，我们的探测光不能直接响应分子的缘故；如果我们在拉曼光和射频之后再飞行展开，最后吸收成像，我们就可以看

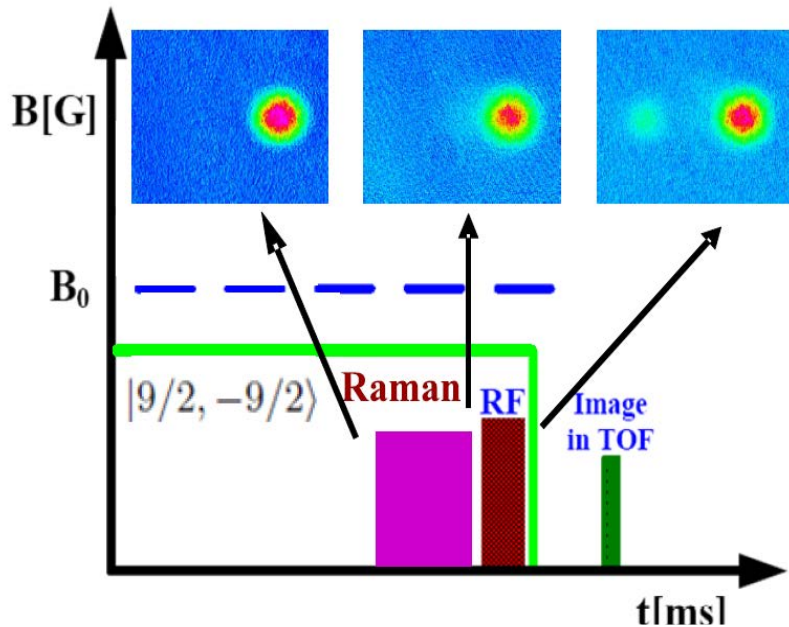


图 5.4 实验中不同阶段原子飞行展开的图像。上面三幅图片分别是拉曼光之前；拉曼光之后射频之前和射频之后的飞行展开图，飞行展开时间为 12 ms。

到两团原子，其中一团就是由射频从 Feshbach 分子中解离出来的。由于解离后会有 $|9/2, -9/2\rangle$ 态原子产生，可以看出较上一幅来说， $|9/2, -9/2\rangle$ 态原子数目也有所增加。

5.3.2 Feshbach 分子与拉曼光失谐 δ 的关系

我们还测量了 s-波 Feshbach 分子数量随拉曼光失谐 δ 的变化，如图 5.5。在这组

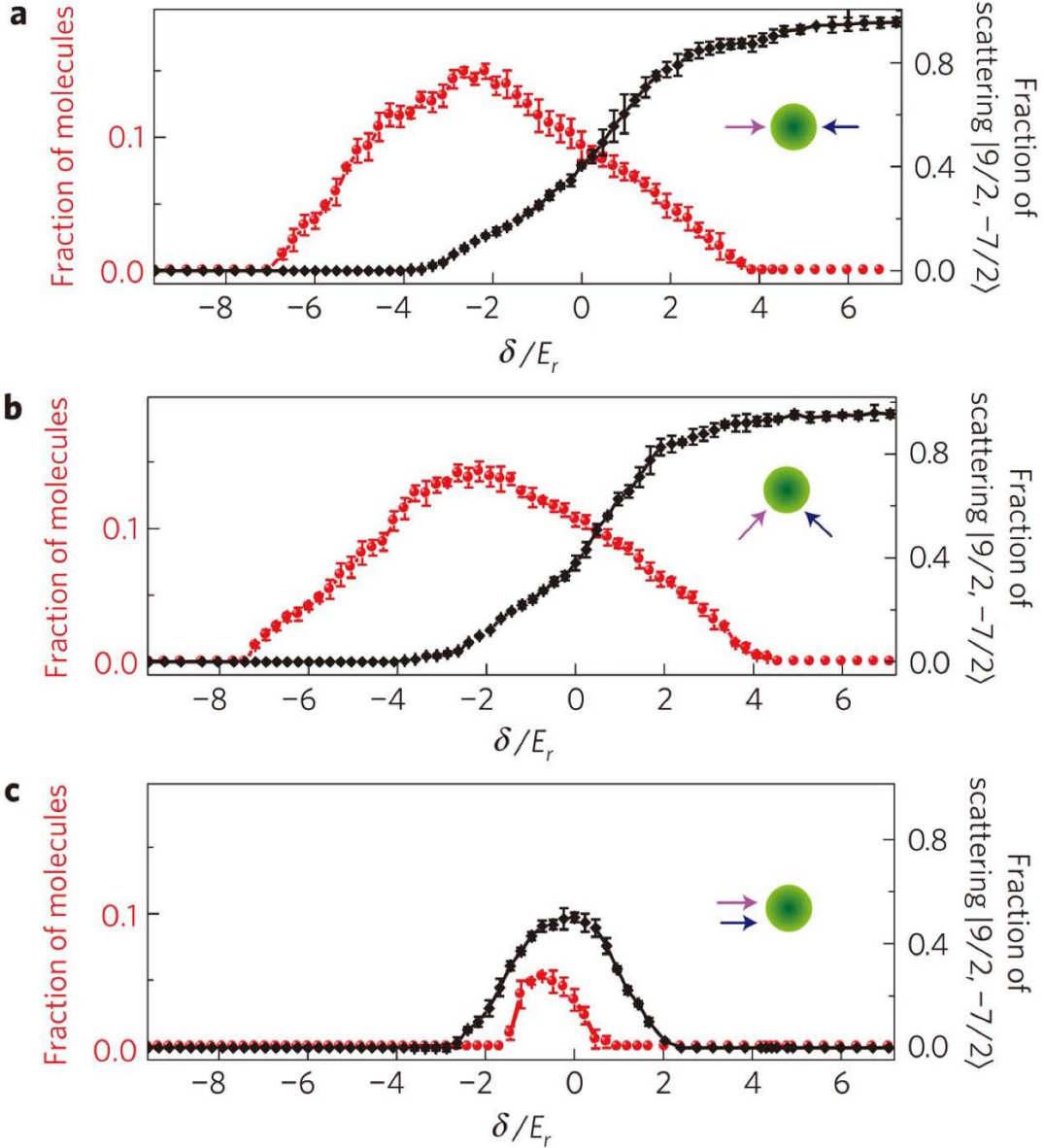


图 5.5 Feshbach 分子数目和 $|9/2, -7/2\rangle$ 原子数目随拉曼光失谐的变化。拉曼光耦合强度为 $\Omega=1.35E_r$ ，脉冲时间为 15 ms。(a)-(c)依次是拉曼光夹角为 180° ， 90° 和 0° 的情况。红色数据点是 Feshbach 分子的数量，黑色数据点是 $|9/2, -7/2\rangle$ 原子数目。同样，我们给出了实验多次测量结果的标准偏差。

数据里，我们的光强是固定的，拉曼耦合强度为 $\Omega = 1.3E_r$ ，拉曼光的脉冲时间为 15 ms。对于 $\theta = 180^\circ$ 和 $\theta = 90^\circ$ ，我们发现 Feshbach 分子形成是在失谐 $\delta \approx -7.18E_r$ 的时候开始的，并且在 $\delta \approx -2.39E_r$ 的时候到达最大值。这个值比 $-E_0 = -3.59E_r$ 略大，这可能是由于拉曼光的反冲影响的。在 $\delta \approx +3.59E_r$ 的时候分子数目降为零，如图 5.5 中红线所示。相比之下，对于 $\theta = 0^\circ$ ，我们发现不但生成的分子数少很多，且直到失谐 $\delta \geq -1.79E_r$ 的时候才有 Feshbach 分子产生，只存在于 $\delta = 0$ 附近一个很小的范围内，与前两组相比， $\theta = 0^\circ$ 的时候分子数目下降速度也要快很多。

图 5.5 中的原子分子转换既包括自旋轨道耦合导致的相干过程，也包括前面讨论过的非相干过程。在退相干过程中，必须有相当数量的 $|9/2, -7/2\rangle$ 态原子才可以产生分子。相反的，在足够大失谐的时候， $|9/2, -7/2\rangle$ 态原子数量几乎可以忽略不计，相干过程仍然可以发生。为了更进一步区分这两个过程，我们记录了三种不同情况下 $|9/2, -7/2\rangle$ 态原子的数量。在这里，拉曼光的强度和作用时间是一样的。比较图 5.5 中 $|9/2, -7/2\rangle$ 态原子和 Feshbach 分子的数目，我们可以看出，对于 $\theta = 180^\circ$ 和 $\theta = 90^\circ$ ，已经有相当数量 Feshbach 分子存在的区域 ($\delta \leq -3.59E_r$) 并没有 $|9/2, -7/2\rangle$ 态原子存在，这样就可以确认这是由于相干而产生分子的过程。另一方面，对于 $\theta = 0^\circ$ ，如果没有 $|9/2, -7/2\rangle$ 态原子存在，就不会有 Feshbach 分子产生，不论是 $\delta \leq -2.39E_r$ 还是 $\delta \geq 2.39E_r$ 的区域。说明 $|9/2, -7/2\rangle$ 态原子是这个非相干过程产生分子的必要条件。

5.3.3 分子-原子的拉比振荡

相干分子的产生的更直接证据就是 Feshbach 分子态和完全极化费米气体之间的拉比振荡。之前相干原子-分子振荡只在玻色子^[24]和玻色费米混合气体中^[25]被观察到。在费米气体里原子具有一个较宽的能量分布，这就不可避免的导致拉比振荡的阻尼。不过，通过调节激光的强度，我们还是在实验上观察到了拉比频率和振荡的周期。在图 5.6 中我们画出了 Feshbach 分子的比例随拉曼光脉冲时间变化的曲线。在这里，拉曼光的失谐对应的是分子的束缚能。在图 5.6(a)-(c)中，至少可以观察到一个振荡周期。在图 5.6(a)-(c)中，我们取最小值处为一个周期 τ ，在图 5.6(e)中画出了拉比振荡频率 $\nu = 1/\tau$ 随拉曼耦合强度变化的曲线，发现它具有很好地线性。这表明这是一个振荡频率于拉曼耦合强度成正比的相干过程。在图 5.6(f)中我们还比较了 Feshbach 分子比例随温度变化的情况。我们发现初始状态的温度从 $T/T_F = 0.3$ 到 $T/T_F = 0.68$ 的过程中，振荡周期几乎没有变化，但是振荡变得越来越不明显。这表明随着温度的增加阻尼变得越来越大。

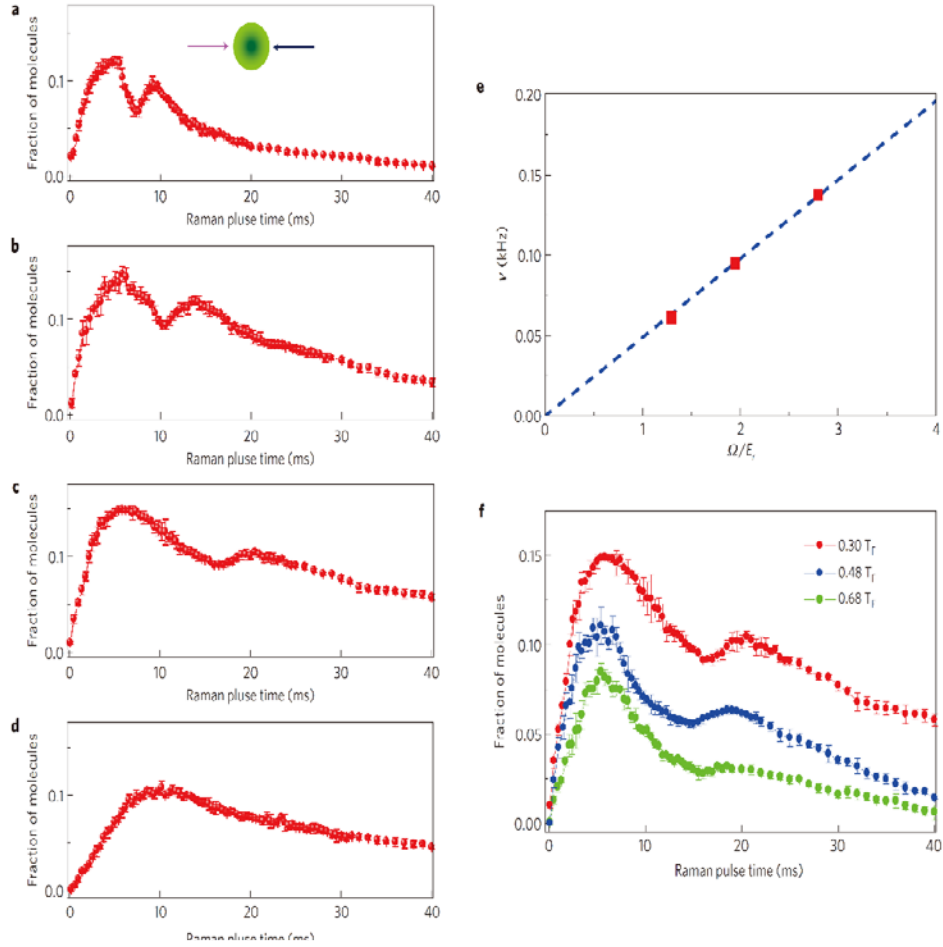


图 5.6 拉曼光强度和气体温度对 Feshbach 分子与自旋原子之间的拉比振荡的影响。(a)-(d)是 Feshbach 分子随拉曼脉冲时间变化曲线。两束拉曼光的夹角是 180° ，拉曼光失谐为 $\delta = -E_b = -3.59 E_r$ ，(a)-(d)，温度 $T/T_F = 0.3$ ，耦合强度依次为(a) $\Omega = 2.8 E_r$ ，(b) $\Omega = 1.95 E_r$ ，(c) $\Omega = 1.3 E_r$ ，(d) $\Omega = 0.65 E_r$ 。(e)是我们从(a)-(c)中得到的拉比频率与拉曼耦合强度的关系。(f)是不同温度下 Feshbach 原子数随脉冲时间的变化。拉曼耦合强度为 $\Omega = 1.3 E_r$ ，红线对应 $T/T_F = 0.3$ ，蓝线对应 $T/T_F = 0.48$ ，绿线对应 $T/T_F = 0.68$ 。同样，我们给出了实验多次测量结果的标准偏差。

5.3.4 不同磁场下的 Feshbach 分子

最后，我们还研究了在不同磁场下产生 Feshbach 分子的情况。不同磁场分子束缚能也会不同，我们选择失谐 $\delta = -E_b$ 。在这里我们利用扫描磁场的方法来解离分子，而不是前面用到的射频解离方法。如图 5.7 所示，我们可以看出，随着磁场的增加，

分子的数量在逐渐减少。这是由于原子-分子转移幅度取决于 Feshbach 分子和两个自由原子波函数的重叠，它随着 E_b 的增加而减小。

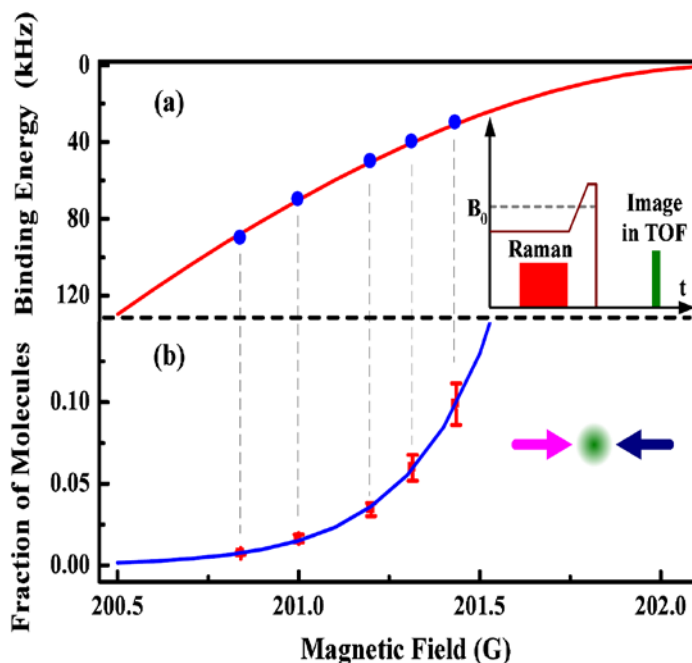


图 5.7 Feshbach 分子数目随磁场的变化。两束拉曼光的夹角是 180° ，拉曼光失谐为 $\delta = -E_b$ ， $\Omega = 1.3E_r$ ，脉冲时间 7 ms。图(a)是分子束缚能随磁场的变化，插图为实验的时序示意图。图(b)是 Feshbach 分子随磁场变化的曲线。这里分子解离的方法是扫描磁场法，图(b)中给出了实验的标准偏差。

5.4 小结

在本章中，我们介绍一种利用自旋轨道耦合作用获得 s-波 Feshbach 分子的新方法。从理论上进行了分析，并在实验上研究了不同拉曼光夹角，不同的拉曼时间，不同拉曼失谐以及不同原子温度等情况，对这个实验机制和过程有了深入的了解。我们的实验与先前的原子光钟实验相联系^[26]。

实验的下一步是获得 p-波的超流态，这需要更低的温度。由于拉曼光较高的自发辐射，我们无法进一步降低实验温度。为了减少加热，一个可行的方法就是使用质量较大的镧系金属，或者，采用其他自旋轨道耦合的方法。

参考文献

- [1] Cheng Chin, Feshbach resonances in ultracold gases, *Rev.Mod.Phys.*82,1225 (2010)
- [2] Juris Ulmanis, Johannes Deiglmayr, Marc Repp, Roland Wester and Matthias Weidemüller, Ultracold Molecules Formed by Photoassociation: Heteronuclear Dimers, Inelastic Collisions, and Interactions with Ultrashort Laser Pulses. *Chemical Reviews*, 112, 4890–4927 (2012)
- [3] Benjamin K. Stuhl, Matthew T. Hummon, Mark Yeo, Goulven Quemener, John L. Bohn & Jun Ye, Evaporative cooling of the dipolar hydroxyl radical, *Nature* 492,396 (2012)
- [4] Sau, J. D., Lutchyn, R. M., Tewari, S. & Das Sarma, S. Generic, New platform for topological quantum computation using semiconductor heterostructures. *Phys. Rev. Lett.* 104, 040502 (2010).
- [5] Lin, Y-J., Jiménez-García, K. & Spielman, I. B. Spin, orbit-coupled Bose Einstein condensates. *Nature* 471, 83-86 (2011).
- [6] Fu, Z., Wang, P., Chai, S., Huang, L. & Zhang, J. Bose Einstein condensate in a light-induced vector gauge potential using the 1064 nm optical dipole trap lasers. *Phys. Rev. A* 84, 043609 (2011).
- [7] Williams, R. A. et al. Synthetic partial waves in ultracold atomic collisions. *Science* 335, 314_317 (2012).
- [8] Zhang, J-Y. et al. Collective dipole oscillation of a spin orbit coupled Bose Einstein condensate. *Phys. Rev. Lett.* 109, 115301 (2012).
- [9] Zhang, L. et al. Stability of excited dressed states with spin orbit coupling. *Phys. Rev. A* 87, 011601(R) (2013).
- [10] Zhang, J-Y. et al. Experimental determination of the finite-temperature phase diagram of a spin orbit coupled Bose gas. Preprint at <http://arxiv.org/abs/1305.7054> (2013).
- [11] Qu, C., Hamner, C., Gong, M., Zhang, C. & Engels, P. Non-equilibrium spin dynamics and Zitterbewegung in quenched spin orbit coupled Bose Einstein condensates. *Phys. Rev. A* 88, 021604(R) (2013).
- [12] LeBlanc, L. J. et al. Direct observation of Zitterbewegung in a Bose Einstein condensate. *New J. Phys.* 15, 073011 (2013).

- [13] Wang, P. et al. Spin orbit coupled degenerate Fermi gases. *Phys. Rev. Lett.* 109, 095301 (2012).
- [14] Cheuk, L. W. et al. Spin injection spectroscopy of a spin orbit coupled Fermi gas. *Phys. Rev. Lett.* 109, 095302 (2012).
- [15] Fu, Z. et al. Radio-frequency spectroscopy of a strongly interacting Spin orbit-coupled Fermi gases. *Phys. Rev. A* 87, 053619 (2013).
- [16] Williams, R. A., Beeler, M. C., LeBlanc, L. J., Jimenez-Garcia, K. & Spielman, I. B. A Raman-induced Feshbach resonance in an effectively single-component Fermi gas. *Phys. Rev. Lett.* 111, 095301 (2013).
- [17] Jochim, S. et al. Pure gas of optically trapped molecules created from fermionic atoms. *Phys. Rev. Lett.* 91, 240402 (2003).
- [18] Xiong, D. et al. Quantum degenerate Fermi Bose mixtures of ^{40}K and ^{87}Rb atoms in a quadrupole-Ioffe configuration trap. *Chin. Phys. Lett.* 25, 843 (2008).
- [19] Xiong, D., Wang, P., Fu, Z. & Zhang, J. Transport of Bose Einstein condensate in QUIC trap and separation of trapping spin states. *Opt. Express* 18, 1649 (2010).
- [20] Xiong, D., Wang, P., Fu, Z., Chai, S. & Zhang, J. Evaporative cooling of ^{87}Rb atoms into Bose Einstein condensate in an optical dipole trap. *Chin. Opt. Lett.* 8, 627 (2010).
- [21] Fu, Z. et al. Optical control of a magnetic Feshbach resonance in ultracold Fermi gases. *Phys. Rev. A* 88, 041601 (2013).
- [22] Wang, P., Fu, Z., Huang, L. & Zhang, J. Momentum-resolved Raman spectroscopy of a noninteracting ultracold Fermi gas. *Phys. Rev. A* 85, 053626 (2012).
- [23] Fu, Z., Wang, P., Huang, L., Meng, Z. & Zhang, J. Momentum-resolved Raman spectroscopy of bound molecules in ultracold Fermi gas. *Phys. Rev. A* 86, 033607 (2012).
- [24] Donley, E. A., Claussen, N. R., Thompson, S. T. & Wieman, C. E. Atom molecule coherence in a Bose Einstein condensate. *Nature* 417, 529 (2002).
- [25] Olsen, M. L., Perreault, J. D., Cumby, T. D. & Jin, D. S. Coherent atom molecule oscillations in a Bose Fermi mixture. *Phys. Rev. A* 80, 030701(R) (2009).
- [26] Campbell, G. K. et al. Probing interactions between ultracold fermions. *Science* 324, 360 (2009).

第六章 超冷费米气体的动量分辨拉曼谱

6.1 绪论

射频谱技术作为一个简单但是很实用的工具，在研究超冷费米原子的物理性质时经常被用到。例如通过直接测量由平均场能量引起的射频移动判定 Feshbach 共振附近的散射长度；演示量子么正性和多体效应；探测单粒子态的被占有度和能量分布；第四章中我们研究的强相互作用费米气体中的自旋轨道耦合等等^[1-10]。

除了射频谱，拉曼谱技术也是一个很重要的研究工具^[11-14]。在受激拉曼过程中，原子会从光束中吸收一个光子然后立即释放出另一个频率不同的光子从而转移到另一个内部态上。实际上，射频谱可以认为是一个特殊的没有动量转移的拉曼谱。与射频谱技术相比，拉曼谱技术有许多明显的优势，比如它的空间选择性可以消除束缚能引起的不均匀扩展；可调谐的动量转移；以及对末态相互作用的不敏感性等^[12]。

虽然已经有很多关于拉曼谱的理论研究：利用拉曼谱探测光晶格中玻色子的激发谱；探测一维光晶格中玻色子的能量结构；强相互作用费米子在正常和超流位相下的单粒子激发等研究。但是，在我们之前一直没有相关的实验研究。

在本章中，首先介绍用动量分辨拉曼光谱技术对无相互作用的简并费米气体研究，利用动量分辨拉曼谱技术得到了无相互作用的费米气体能量-动量的色散曲线，并和射频谱技术做了对比；分析矩形拉曼脉冲对色散曲线的影响，并做了优化；在强相互作用区，利用动量分辨拉曼谱技术测量了 ^{40}K 简并费米气体的分子束缚能，同时测量了费米气体在 Feshbach 共振 BEC 一侧的能量-动量的色散曲线。

6.2 拉曼谱技术理论

图 6.1 (a) 和 6.1 (b) 是拉曼过程的示意图，开始时原子处于初态 $|\uparrow\rangle$ ，原子首先吸收光束 1 中频率为 $\omega_1 = \omega$ ，波矢为 \mathbf{k}_1 的光子，其拉比频率为 Ω_1 ，然后再辐射出与光束 2 相同的频率为 $\omega_2 = \omega + \Delta\omega$ ，波矢为 \mathbf{k}_2 的光子，转移到下能态 $|\downarrow\rangle$ ，拉比频率为 Ω_2 。这两束光都远失谐于激发态，所以其相互作用可以忽略。拉曼过程的耦合效应被定义为 $\Omega = \Omega_1 \Omega_2 / \Delta$ 。在拉曼过程中，原子从上能态 $|\uparrow\rangle$ 被转移到下能态 $|\downarrow\rangle$ ，动量转移为 $\mathbf{q}_r = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ ，能量变化为 $\hbar\Delta\omega = \hbar(\omega_2 - \omega_1)$ ，在拉曼过程中动量和能量都是守恒的，所以：

$$\hbar\Delta\omega = E_Z + \varepsilon_{\uparrow}^{initial}(\mathbf{k}) - \varepsilon_{\downarrow}^{final}(\mathbf{k} + \mathbf{q}_r) \quad (6.1)$$

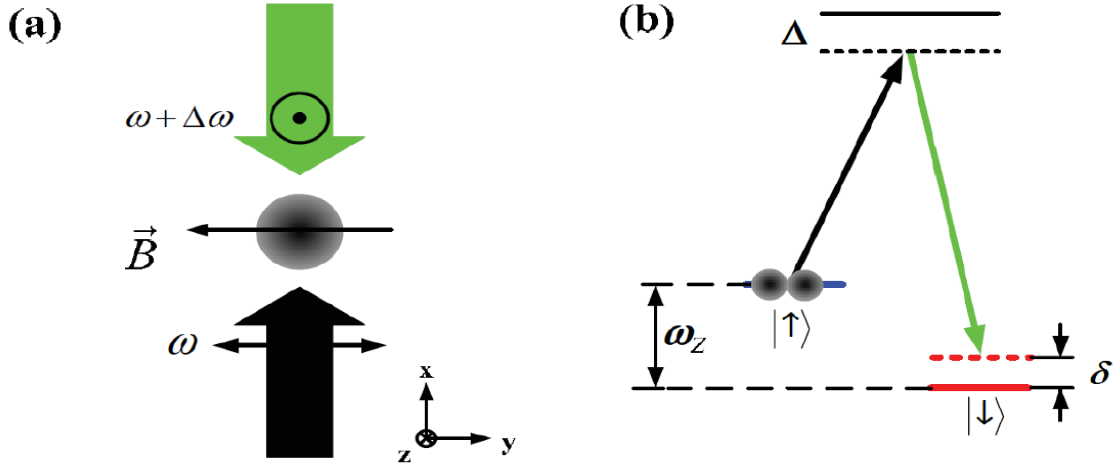


图 6.1 拉曼谱实验。(a) 拉曼谱示意图。两束频率分别为 ω 和 $\omega + \Delta\omega$ 的拉曼光沿 \hat{x} 方向相对入射, 照射在原子上, 线偏方向为 \hat{y} 和 \hat{z} 方向, 相对于量子化轴 $-\hat{y}$ 为 π 和 σ 。(b) 塞曼分裂为 ω_Z , 拉曼失谐为 δ 的拉曼跃迁。

其中, $\varepsilon_{\uparrow}^{initial}(\mathbf{k})$ 和 $\varepsilon_{\downarrow}^{final}(\mathbf{k} + \mathbf{q}_r)$ 是自旋向上和自旋向下两个态的能量-动量分布, E_Z 是两个能级之间的塞曼分裂。根据方程 6.1, 如果我们知道了末态的能量分布 (例如没有相互作用时 $\varepsilon_{\downarrow}^{final}(\mathbf{k}) = \hbar^2 k^2 / 2m$), 就可以得到初态能量:

$$\varepsilon_{\uparrow}^{initial}(\mathbf{k}) = \hbar\Delta\omega - E_Z + \varepsilon_{\downarrow}^{final}(\mathbf{k} + \mathbf{q}_r) \quad (6.2)$$

如果我们只考虑简单的无相互作用的费米子, 初态和末态的能量-动量色散曲线都是二次型函数, 即 $\varepsilon_{\uparrow} = \varepsilon_{\downarrow} = \hbar^2 k^2 / 2m$, 方程 6.1 变为:

$$\hbar\Delta\omega = E_Z - \frac{\hbar^2 \mathbf{q}_r^2}{2m} - \frac{\hbar^2 \mathbf{q}_r \cdot \mathbf{k}}{2m} \quad (6.3)$$

如果在实验中参数 E_Z 和 \mathbf{q}_r 都是固定的, 那么两束光之间的频率差和原子动量之间就是线性的。

对于射频谱技术, 可以测量单粒子的激发光谱, 在这个过程中动量是可以忽略的, 我们有:

$$\hbar\omega_{RF} = E_Z + \varepsilon_{\uparrow}^{initial}(\mathbf{k}) - \varepsilon_{\downarrow}^{final}(\mathbf{k}) \quad (6.4)$$

在无相互作用的费米子中, 原子的两个超精细态 $|\uparrow\rangle$ 和 $|\downarrow\rangle$ 具有相同的势能, 两个能

级是平行的，所射频谱是一个 δ 方程，即 $\hbar\omega_{RF} = E_Z$ 。

6.3 无相互作用费米子的拉曼谱

和上一章中一样，我们先在光阱中得到简并的 ^{40}K 费米气体，然后利用一对偏置线圈产生沿 \hat{y} 方向的偏置磁场，从而使 $|F, m_F\rangle = |9/2, 9/2\rangle$ 和 $|F, m_F\rangle = |9/2, 7/2\rangle$ 两个能级之间产生分裂；两束波长为 773 nm 的拉曼光沿 \hat{x} 方向对射，功率大小均为 50 mW。在拉曼脉冲之后，我们迅速关闭光阱和偏置磁场，使原子进行 12 ms 的飞行展开，然后进行吸收成像。为了测量原子的不同超精细态，我们在飞行展开的前 10 ms 内在 \hat{y} 方向打开一个梯度磁场。由于史特恩-盖拉赫效应，两个自旋态的原子在飞行展开过程中受到的力不同，加速度就不同，飞行后会在空间上分离开。在拉曼过程中，原子的动量转移为 $|\mathbf{q}_r| = 2\mathbf{k}_r \sin(\theta)$ ， $\mathbf{k}_r = 2\pi/\lambda$ 是单光子反冲动量， λ 是拉曼光的波长，实验中两束拉曼光夹角 $\theta = 180^\circ$ 。

在我们的实验中， ^{40}K 原子的初态是 $|F, m_F\rangle = |9/2, 9/2\rangle$ （自旋向下），而末态

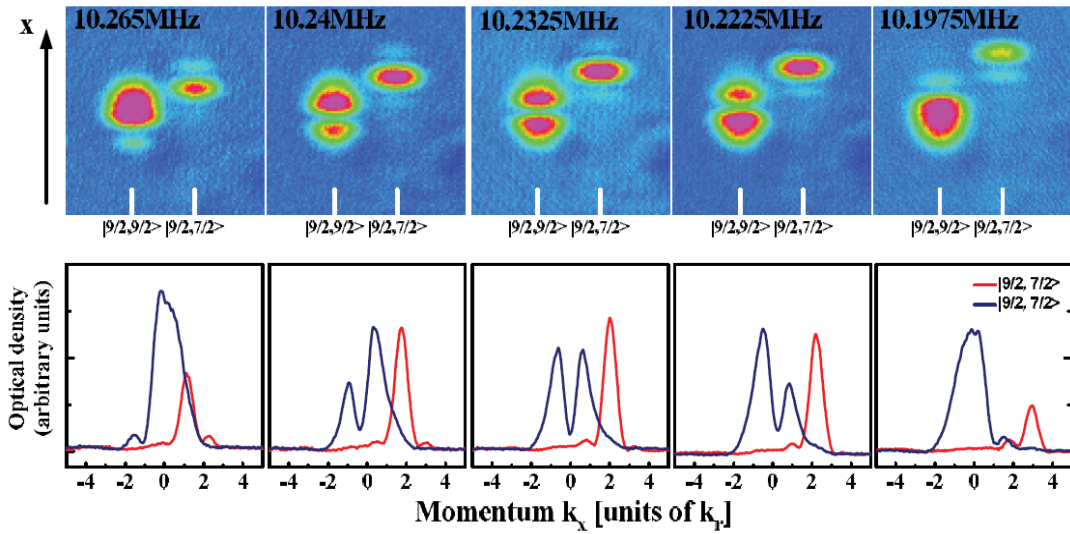


图 6.2 上方图片为两个自旋态原子在史特恩-盖拉赫场中飞行展开 12 ms

后的吸收成像。改变拉曼光失谐，发生拉曼跃迁所对应的原子就不同。下

侧曲线是对应的原子动量分布在 \hat{y} 方向的积分。

$|F, m_F\rangle = |9/2, 7/2\rangle$ （自旋向上）是空的。我们改变偏置磁场，使得两个超精细态之间的分裂大小约为 10.265 MHz，然后我们打开脉冲时间为 35 μs 的拉曼光作用在费

米气体上，测量不同自旋态的原子分布情况。图 6.2 给出的是不同拉曼频率差的情况下的结果，图中，在飞行展开后不同位置的原子代表原子具有不同的动量。我们可以看出，只有特定动量的原子才会从 $|F, m_F\rangle = |9/2, 9/2\rangle$ 转移到 $|F, m_F\rangle = |9/2, 7/2\rangle$ ，这个动量的大小取决于拉曼光的频率差，改变拉曼光的频率差，就会有不同动量的原子被转移，这就体现出了拉曼谱的动量分辨特征。

由于在图中原子不同位置体现不同的动量，所以我们将图片上原子在 \hat{y} 方向上进行积分，就可以得到两个自旋态各自在 \hat{x} 轴方向上的动量分布。从图中我们可以发现 $|F, m_F\rangle = |9/2, 7/2\rangle$ 的动量分布不是连续的，两侧会有“旁瓣”产生，这是由脉冲形状引起的，我们后面会详细分析。

我们将不同拉曼光频率差情况下 $|9/2, 7/2\rangle$ 态在 \hat{x} 方向上的动量分布描绘在 $(\Delta\omega, k_x)$ 平面内，如图 6.3 所示，在这里， \hat{x} 轴上的所有动量分布都已经做了 $-q_r = -2k_r$ 的变换。从图中我们可以很明显的看出，正如方程 6.3 描述的一样，无相互作用的费米子的动量和拉曼光的频率差之间的线性关系。由于末态的能量-动量色散曲线为二次型的，根据方程 6.2 和图 6.3 (a)，我们可以得到初态的能量-动量色散曲线。图 6.3 (b) 表示的是初态时单粒子能量-动量方程下的原子数分布，与我们预期的二次函数

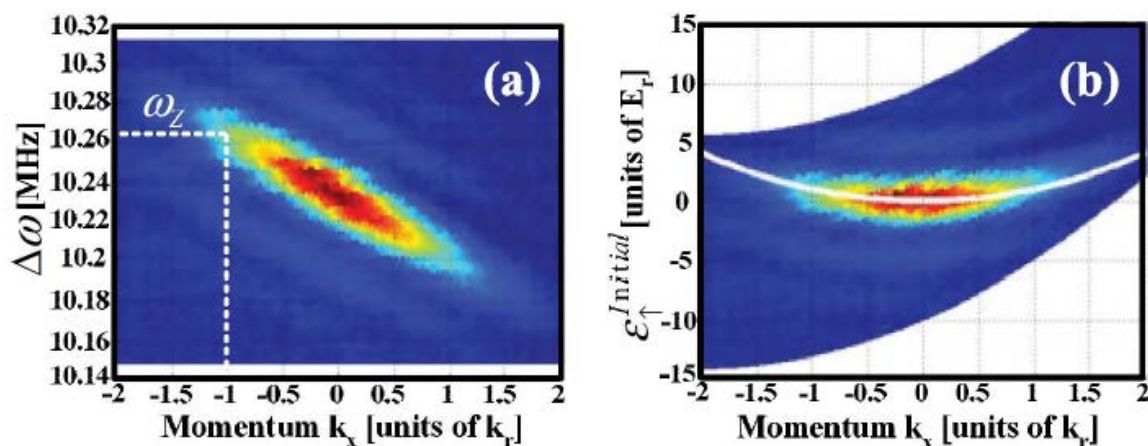


图 6.3 拉曼谱实验结果。(a) $|9/2, 7/2\rangle$ 态原子在 $(\Delta\omega, k_x)$ 平面的强度分布。

(b) 变换后， $|9/2, 7/2\rangle$ 态原子数是关于单粒子能量和动量的函数。白线是预期的二次型分布曲线。

吻合很好。

为了和拉曼谱做比较，我们还做了射频频谱的工作，如图 6.4 (a)，一个高斯型的射频脉冲将原子从 $|F, m_F\rangle = |9/2, 9/2\rangle$ 转移到 $|F, m_F\rangle = |9/2, 7/2\rangle$ ，这个射频信号由信号源 (SRS DS345) 产生，通过一个电压控制衰减器来产生高斯型脉冲，再经过一

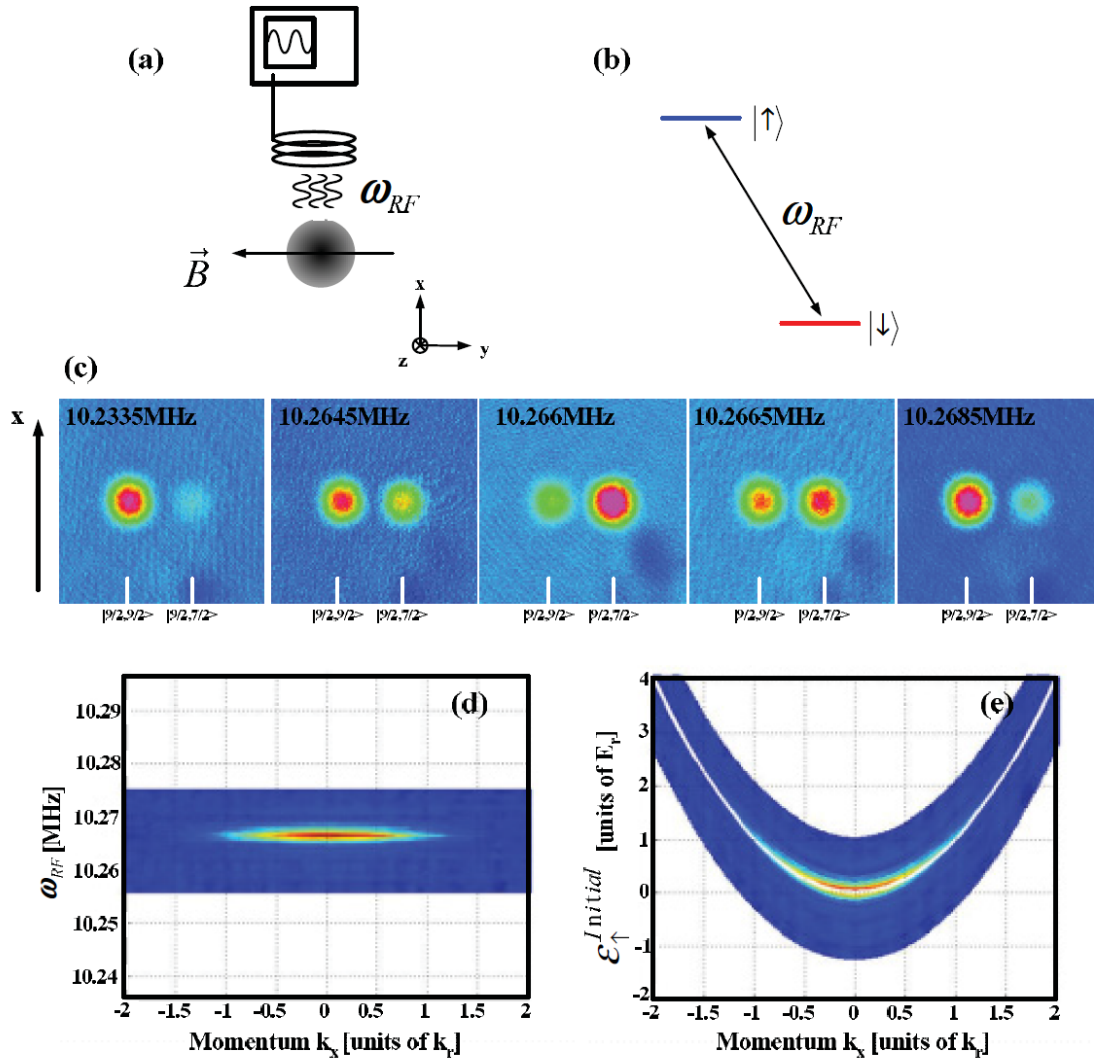


图 6.4 射频频谱实验。(a) 射频频谱实验的原理图。射频信号通过一个三匝线圈沿 $-\hat{y}$ 方向耦合在费米原子上。(b) 原子-射频作用能级图。(c) 不同射频频率下原子飞行展开后的吸收成像图。(d) $|9/2, 7/2\rangle$ 态原子在 (ω_{RF}, k_x) 平面的强度分布。(e) 变换后， $|9/2, 7/2\rangle$ 态原子数是关于单粒子能量和动量的函数。白线是无相互作用费米气体的预期二次型分布曲线。

个功率放大器 (Mini-Circuit ZHL-5W-1), 由一个三匝的线圈传递到原子上。在与前面相同磁场的情况下, 我们提供一个 $200 \mu\text{s}$ 的高斯脉冲, 然后测量不同射频频率下各自旋态原子的数目, 处理方法同前面拉曼谱的方法, 结果如图 6.4 (c) 所示, 我们可以看出, 当射频为共振频率时, 不论原子的动量是多少, 几乎所有的原子都被转移到 $|9/2, 7/2\rangle$ 态上, 当失谐增大时, 只有少量原子被转移, 射频的响应宽度大约为 3 kHz 。我们将原子数在 \hat{y} 方向上进行积分, 就可以得到自旋态 $|9/2, 7/2\rangle$ 在 \hat{x} 轴方向上的动量分布, 我们将不同射频频率的数据排列在一起, 组成 (ω_{RF}, k_x) 平面。如图 6.4 (d) 所示, 这是一个 δ 函数, 利用这个结果, 初态 $|F, m_F\rangle = |9/2, 9/2\rangle$ 的能量-动量色散曲线可以根据方程 6.4 获得, 如图 6.4 (e), 与拉曼谱的结果很一致。

6.4 拉曼脉冲形状的优化

在我们前面的实验中, 我们用到的拉曼脉冲的形状为矩形脉冲, 在实验结果上我们可以看出在 $|9/2, 7/2\rangle$ 态上的动量分布有“旁瓣”出现, 这些“旁瓣”会影响我们下一步的实验, 所以下面我们从理论上来分析一下原因以及解决的方案。

对于矩形拉曼脉冲

$$f(t) = \begin{cases} E_0 \cos \omega_0 t, & |t| \leq \frac{\tau}{2} \\ 0, & \text{其他} \end{cases} \quad (6.5)$$

经过傅里叶变换后, 我们可以得到它的频谱, 为

$$F(\omega) = \frac{E_0 \tau}{2} \left[\frac{\sin(\omega - \omega_0) \frac{\tau}{2}}{(\omega - \omega_0) \frac{\tau}{2}} + \frac{\sin(\omega + \omega_0) \frac{\tau}{2}}{(\omega + \omega_0) \frac{\tau}{2}} \right] \quad (6.6)$$

在这里, $\omega \geq 0$, 当 $\omega_0 \gg 0$, 也就是 $(\omega + \omega_0) \frac{\tau}{2} \gg 0$ 的时候,

$$\frac{\sin\left((\omega + \omega_0) \frac{\tau}{2}\right)}{(\omega + \omega_0) \frac{\tau}{2}} \approx 0$$

我们可以将式 6.6 简化为:

$$F(\omega) = \frac{E_0 \tau}{2} \frac{\sin\left((\omega - \omega_0) \frac{\tau}{2}\right)}{(\omega - \omega_0) \frac{\tau}{2}} \quad (6.7)$$

图 6.5 (a) 为我们实验上用到的脉宽为 $50 \mu\text{s}$ 的矩形拉曼脉冲，图 6.5 (b) 是根据式 6.7 将我们实验上的矩形脉冲进行傅里叶变换后的结果，其中 ω_0 代表拉曼光的频率差。从公式和图中我们可以看出，对于一个矩形脉冲，经过傅里叶变换后，它的频谱中不仅包含原来的频率 ω_0 ，还会有“旁瓣”产生，“旁瓣”频率的极大值与时间 τ 有关，为 $F(\omega) = \omega_0 \pm 3\pi/\tau, \omega_0 \pm 5\pi/\tau, \dots$ 。这样，当我们输出一个频率差为 ω_0 ，脉冲宽度为 $\tau = 50 \mu\text{s}$ 的矩形脉冲时， $F(\omega) = \omega_0 \pm 30 \times 2\pi \text{ kHz}, \omega_0 \pm 50 \times 2\pi \text{ kHz}$ ，这个数量级

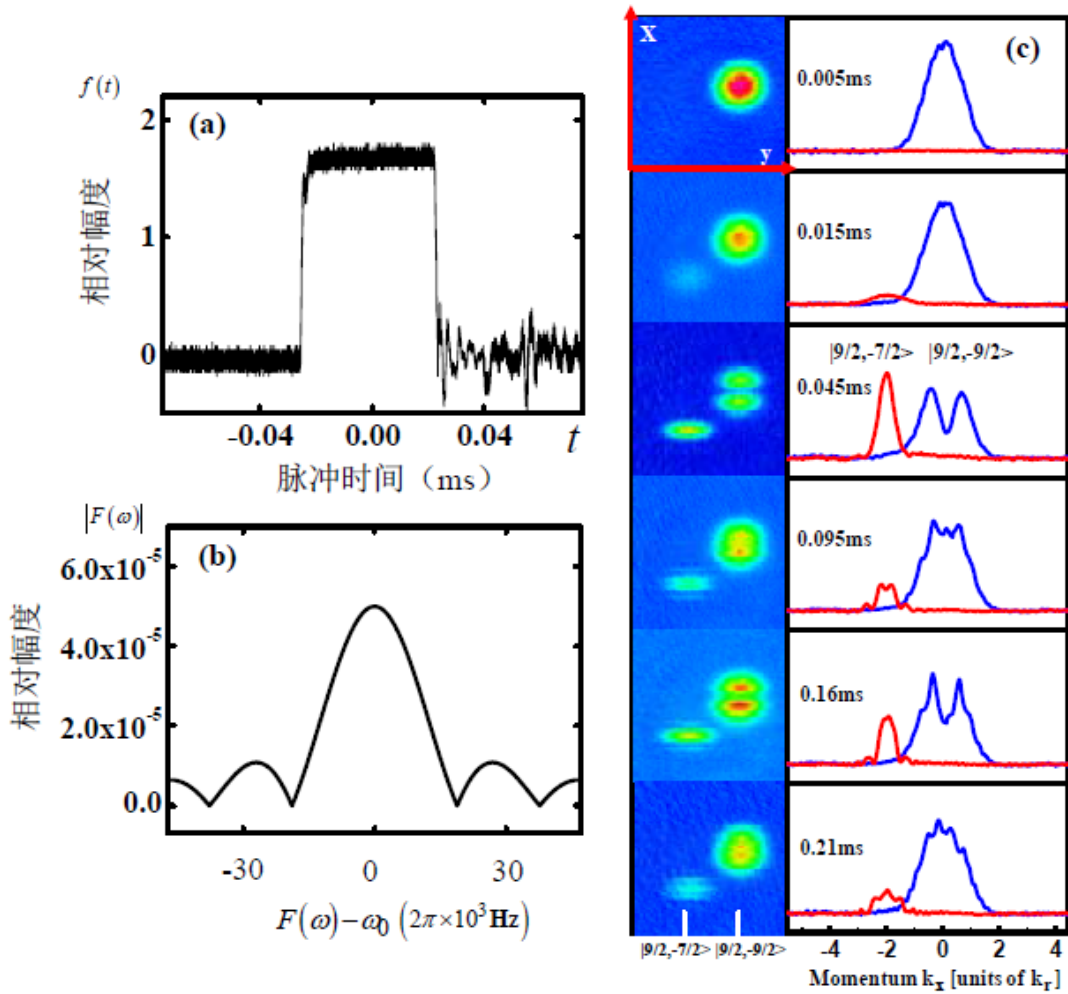


图 6.5 拉曼脉冲为矩形的情况。(a) 我们实验上用到的拉曼光的矩形脉冲信号，光强约为 50 mW ，脉宽 $50 \mu\text{s}$ 。(b) 脉宽 $50 \mu\text{s}$ 的拉曼信号从时域到频域的傅里叶变换。(c) 不同脉冲时间的原子飞行展开后的图像以及两个自旋态的原子在 \hat{y} 方向的积分。

的次波与 ω_0 的差别为几十 kHz，在实验中恰好可以体现出来，不可以忽略，这样实际发生作用的频谱不是单一的，而是等于同时多个频率的拉曼光与不同动量的原子相互作用，不同动量的原子就体现为动量分布中的“旁瓣”。从图 6.5 (c) 中我们可以看出，当拉曼过程比较明显时，随着拉曼脉冲时间的变化，脉冲的频谱会发生变化，“旁瓣”的相对位置也会相应改变，和我们的推断是一致的。实质上这些“旁瓣”产生的原因就是矩形脉冲在前沿和后沿幅度的突然改变，为了消除这些“旁瓣”，我们需要寻找一种前沿和后沿时都是渐变的脉冲形式。通过比较各种函数，我们发现高斯型脉冲是最合理的选择。

对于一个标准差为 σ^2 的高斯型脉冲函数

$$f(t) = \frac{E_0}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}} \sin \omega_0 t \quad (6.8)$$

经过傅里叶变换以后，

$$F(\omega) = E_0 \left[e^{-\frac{\sigma^2(\omega-\omega_0)^2}{2}} + e^{-\frac{\sigma^2(\omega+\omega_0)^2}{2}} \right] \quad (6.9)$$

同样，在这里， $\omega \geq 0$ ，当 $\omega_0 \gg 0$ ，也就是 $-\frac{\sigma^2(\omega+\omega_0)^2}{2} \ll 0$ 的时候，

$e^{-\frac{\sigma^2(\omega+\omega_0)^2}{2}} \approx 0$ ，我们可以将式 6.9 简化为：

$$F(\omega) = E_0 e^{-\frac{\sigma^2(\omega-\omega_0)^2}{2}} \quad (6.10)$$

图 6.6(a) 描述的是我们实验上拉曼光强度变化的准高斯型脉冲射频；图 6.6(b) 是根据式 6.10 计算的拉曼光频率差的成份。我们可以看出，对于频率同为 ω_0 的信号，在矩形和高斯型两种不同的脉冲方式下，其频域的情况也有很大的差别。矩形脉冲的傅里叶变换是一个多峰值的图形，即会出现一些不同于 ω_0 的中心频率；而对于高斯型脉冲，其傅里叶变换后的形式仍然是高斯型，即仍然只有一个中心频率 ω_0 ，标准差为 $1/\sigma^2$ 。脉冲频率的宽度决定可以转移的原子的动量宽度。图 6.6(c) 是我们利用优化后的高斯型拉曼脉冲得到的数据结果，从图上我们可以看出，不管脉冲时间怎样变化， $|9/2, 7/2\rangle$ 态原子的动量分布上始终没有旁瓣”产生。这就为我们下一步的实验奠定了坚实的基础。

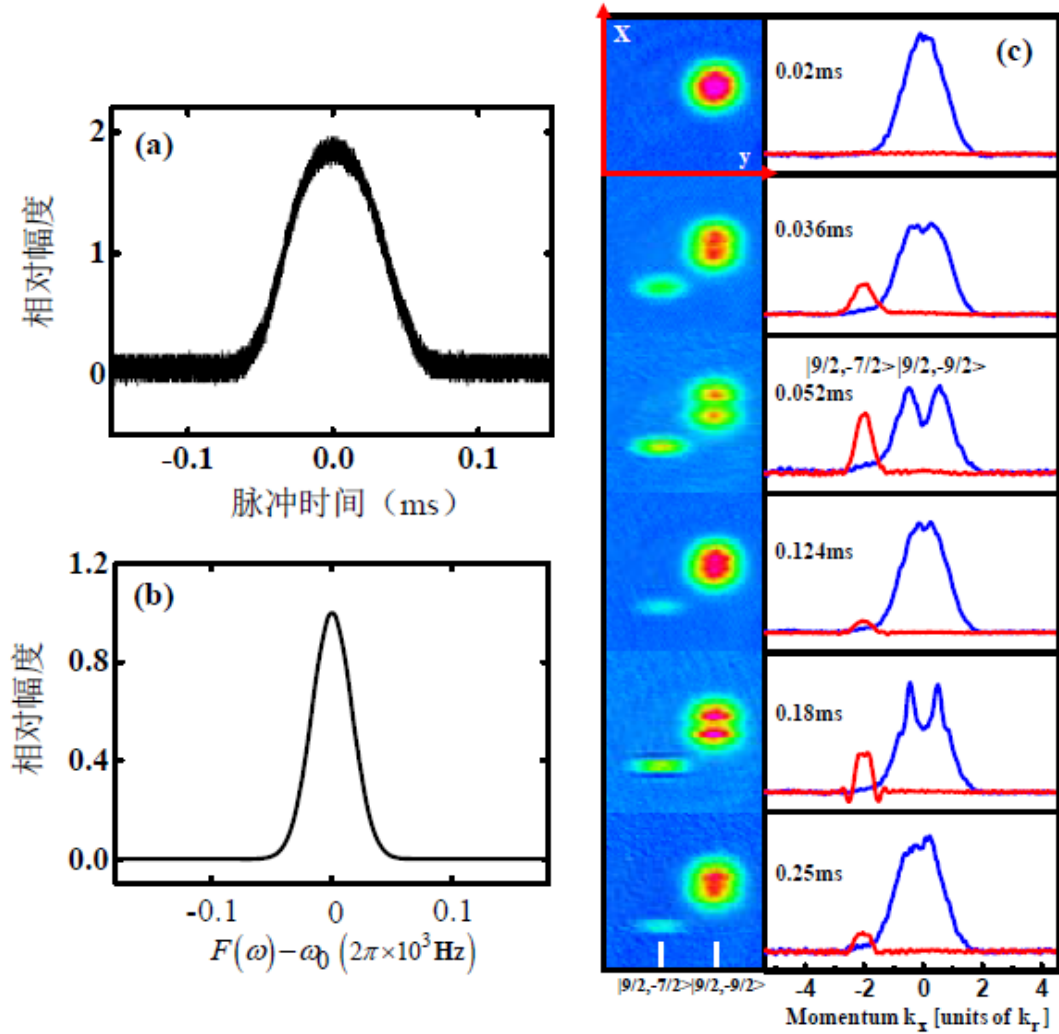


图 6.6 拉曼脉冲为高斯型的情况。(a) 我们实验上用到的拉曼光的矩形脉冲信号，光强约为 50 mW， σ 约 40 μs 。(b) 把 σ 约 40 μs 的脉冲信号从时域到频域的傅里叶变换。(c) 不同脉冲时间的原子飞行展开后的图像以及两个自旋态的原子在 \hat{y} 方向的积分。

6.5 束缚分子的 Raman 谱

我们利用动量分辨拉曼谱技术测量分子束缚能的时候，与我们测量无相互作用费米子的拉曼谱时用到的装置完全一样。不同的是此时系统不再是单一的原子，而

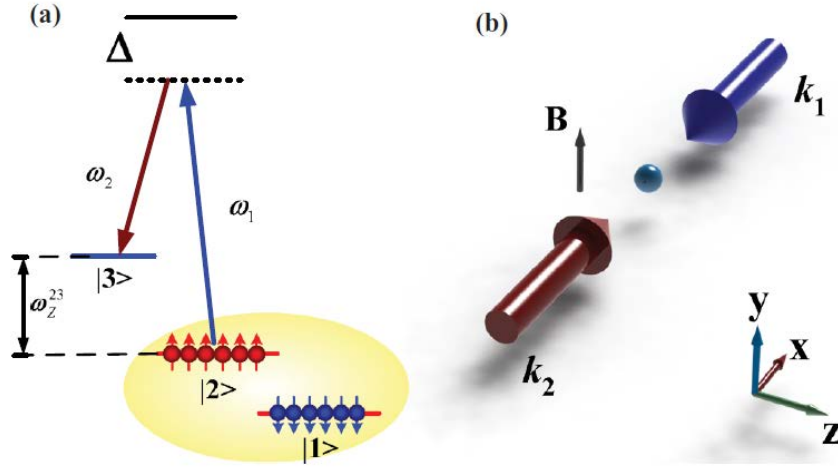


图 6.7 拉曼谱的能级结构和光学示意图。(a) 能级示意图，包括 $|2\rangle$ 到 $|3\rangle$ 的拉曼跃迁，以及 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 组成的束缚分子，在拉曼光的作用下，处在 $|2\rangle$ 态的原子会跃迁到态 $|3\rangle$ 。(b) 拉曼谱的实验装置示意图。两束拉曼光沿 $\pm\hat{x}$ 轴方向相对入射，与磁场的方向垂直。

是 $|9/2, -9/2\rangle$ 和 $|9/2, -7/2\rangle$ 态的原子以及 $|9/2, -9/2\rangle$ 和 $|9/2, -7/2\rangle$ 原子组成的分子。

如图 6.7 所示，我们这里考虑原子内部的三个自旋态，分别标记为 $|1\rangle$ ， $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 。其中 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 之间有相互作用，组成了束缚能为 E_b 的分子。末态 $|3\rangle$ 与其他两个态之间没有相互作用。拉曼光之间的频率差 $\omega_1 - \omega_2$ 接近原子态 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 之间的跃迁频率，但是远失谐于其他跃迁。对于拉曼过程，我们定义有效拉曼耦合强度为 $\Omega = \Omega_1 \Omega_2 / \Delta$ ， Ω_i 是频率为 ω_i 的光束 i 拉比频率，波矢为 k_i ， Δ 是拉曼光和内部激发态之间的失谐。根据能量和动量守恒，我们可以得到动量转移为 $q_r = k_1 - k_2$ ，能量变化为 $\hbar\Delta\omega = \hbar(\omega_1 - \omega_2)$ 。对于系统中的自由原子和束缚分子，其色散关系为：

$$\hbar\Delta\omega = E_Z^{32}(B) - \varepsilon_{|2\rangle}^{\text{Initial}}(k) + \varepsilon_{|3\rangle}^{\text{Final}}(k + q_r) \quad (6.11)$$

其中， $E_Z^{32}(B)$ 是在磁场 B 下原子态 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 之间的塞曼分裂； $\varepsilon_{|3\rangle}^{\text{Final}}(k + q_r)$ 是末态 $|3\rangle$ 的能量-动量色散曲线。自由翻转粒子与其他原子相互作用很弱，所以可以用通常的自由粒子的色散关系来表示：

$$\varepsilon_{|3\rangle}^{\text{Final}}(k + q_r) = \hbar^2 (|k + q_r|)^2 / 2m \quad (6.12)$$

m 是原子质量。

为了利用拉曼谱技术测量束缚分子的束缚能，两束由钛宝石激光器输出的波长为 773 nm 的拉曼光反向照射在原子上。两束拉曼光分别单次通过声光调制器(AOM)移频。在实验中，磁场略低于 Feshbach 共振点 202.2 G， $|9/2, -7/2\rangle$ 和 $|9/2, -5/2\rangle$ (即 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$) 之间的塞曼分裂约为 47.2 MHz。两束光移频大小分别为 -75 MHz 和 -122 MHz，两束光的频率差可以通过控制加在声光调制器上的信号源来调节。 $|9/2, -9/2\rangle$ 和 $|9/2, -7/2\rangle$ (即 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$) 之间的塞曼分裂约为 44.8 MHz，此时与拉曼光频率差失谐较大，不会有拉曼跃迁。拉曼光的脉冲形状为高斯型，以避免转移原子后动量分布中“旁瓣”的产生，脉冲时间大约为 70 μs 。两束光的功率均为 50 mW，腰斑半径为 200 μm ，偏振方向为 \hat{z} 和 \hat{y} ，相对于 \hat{y} 轴来说就是 π 和 σ 偏振。在拉曼脉冲以后，我们迅速关闭光阱和磁场，使原子在沿 \hat{z} 轴方向的梯度磁场飞行展开，由于史特恩-盖拉赫效应，不同超精细态和动量的原子会在空间上分开。

我们首先测量的 Feshbach 分子的束缚能随磁场的变化情况。通过选择合适的拉曼光频率差 $\Delta\omega$ ，在飞行展开的图像上，我们可以明显看到 $|9/2, -5/2\rangle$ 态原子在 \hat{x} 方向上两个动量分布。如图 6.8 (a) 所示。这是因为在固定拉曼光失谐 $\Delta\omega$ 的情况下，满足方程 6.11 的时候，自由原子和束缚分子具有不同的动量。为了区分出这两个不同的动量分布是来自自由原子还是束缚分子，我们先将原子制备在单一自旋态 $|9/2, -7/2\rangle$ 上，再重复上述过程，在飞行展开的图像上， $|9/2, -5/2\rangle$ 态原子只有自由原子动量分布，如图 6.8 (a) 所示，这部分原子与下侧的原子对应，这样我们就判断出上侧的原子来自于束缚分子。这个结果说明在开始的气体中既有不成对的自由原子，也有束缚的分子存在。

为了精确测量分子束缚能，我们先找到分子信号最明显的位置，然后将 $|9/2, -5/2\rangle$ 态原子的光学厚度在 \hat{z} 轴方向积分，测量在 \hat{x} 轴上两个峰之间的距离 x ，这个距离的大小与束缚能大小有关。我们将原子制备在单一自旋态 $|9/2, -7/2\rangle$ 上，然后两次不同拉曼光频率差 $\Delta\omega_1$ 和 $\Delta\omega_2$ 的情况下进行独立测量，拉曼光频率差为 $\Delta\omega_1$ 时动量分布的峰值与光频率差为 $\Delta\omega_2$ 时动量分布的峰值之间的距离对应能量差 $\hbar(\Delta\omega_1 - \Delta\omega_2)$ 。这个距离是正比于 $\hbar(\Delta\omega_1 - \Delta\omega_2)$ 的，这样，通过对两个峰值之间距离的测量，我们就得到了分子束缚能的大小。

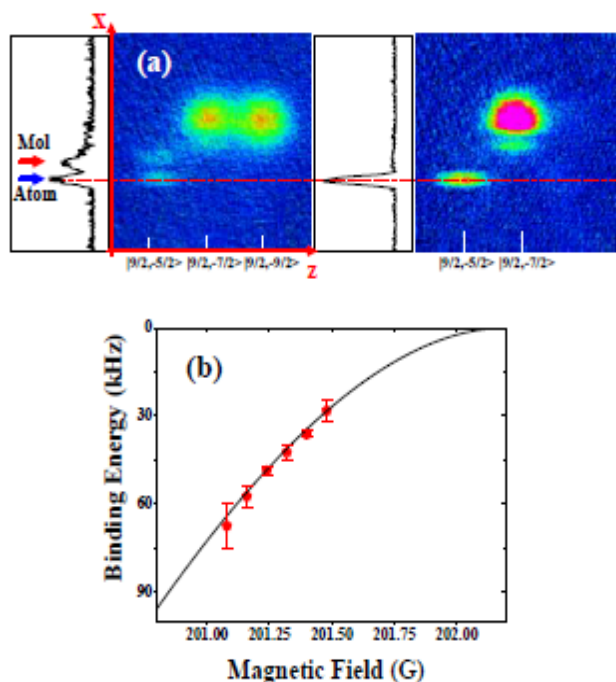


图 6.8 s-波 Feshbach 共振分子束缚能的测量。(a) 费米气体的吸收成像以及 $|9/2, -5/2\rangle$ 态原子的光学厚度在 \hat{z} 轴方向积分，第一幅图片是初始态为混合态，有 Feshbach 分子的情况，第二幅是初始态为 $|9/2, -7/2\rangle$ 的情况。红色虚线表明相同 \hat{x} 轴位置对应自由原子。(b) 不同磁场下对分子束缚能的测量。红色点是实验上的测量结果，标准差来自实验上多次的测量。实线是对 ^{40}K 的 $|9/2, -9/2\rangle$ 态和 $|9/2, -7/2\rangle$ 态原子构成分子束缚能的理论计算。

我们在实验上测量了多个磁场下的束缚能大小。如图 6.8 (b) 所示。并在理论上进行了拟合和对比，数据基本一致。由于自由原子和束缚分子的动量分布的限制，当分子束缚能小于 $h \times 70$ kHz 的时候，我们可以通过单次运行实验就可以得到分子束缚能的大小。当分子束缚能大于 $h \times 70$ kHz 的时候，由于分子信号较弱，且两个峰值距离较大，我们不能在同一幅图中观察到两个峰，需要两次独立的实验来分别观察束缚分子和自由原子。

紧接着，我们利用动量分辨拉曼谱技术构建了费米气体的色散曲线。我们选择分

子束缚能约为 $h \times 30$ kHz 的磁场，然后保持磁场不变，扫描两束拉曼光的频率差，步长为 2.5 kHz。图 6.9 (a) 是在不同频率差下得到飞行展开后的图像，可以看出，随着拉曼光频率差的改变，原子动量分布也会不同，不过，原子和分子信号之间的距离始终不变，这是因为分子束缚能保持不变的原因。同样，将 $|9/2, -5/2\rangle$ 态原子的光学厚度在 \hat{z} 轴方向积分，就可以得到 $|9/2, -5/2\rangle$ 态原子在 \hat{x} 方向上的动量分布。将不同拉曼频率差下的动量分布排列在 $(\Delta\omega, k_x)$ 平面内，如图 6.9 (b) 所示。由于末态的能量-动量分布为二次函数，利用方程 6.17，我们可以根据我们测得的色散曲线得到初态的能量-动量色散曲线，如图 6.9 (c)。我们构建的这个能量-动量色散曲线同时包含了未成对的自由原子和束缚分子，其中，未成对的原子显示出很好的二次型分布，束缚分子不是二次型。

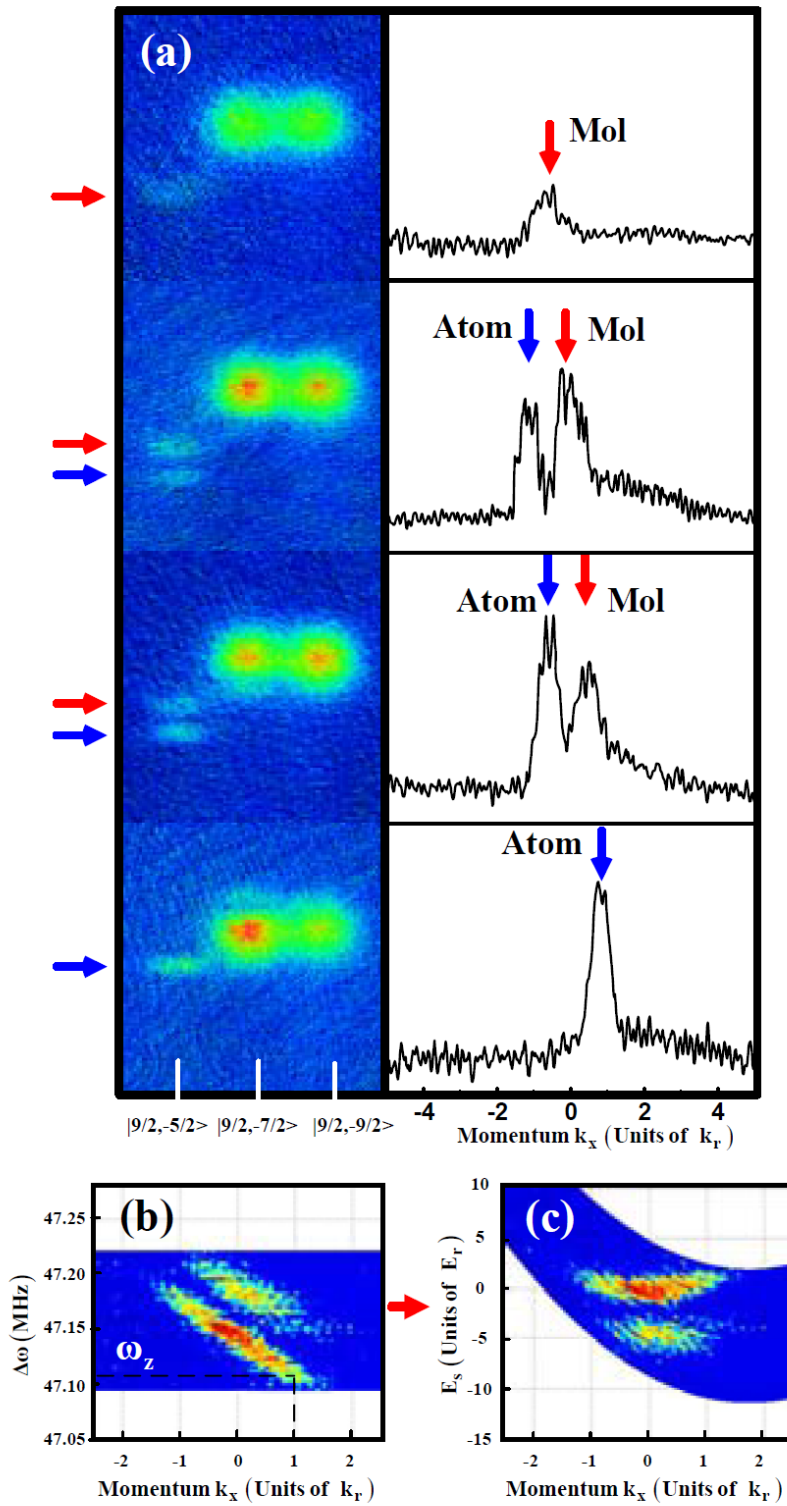


图 6.9 飞行展开图像和拉曼谱技术构建的能量-动量分布。(a) 混合费米气体的吸收成像和光学厚度积分。(b) 原子在 $(\Delta\omega, k_x)$ 平面内的分布。(c) 自由原子和束缚分子在 (E_r, k_x) 平面的分布。

6.6 小结

在本章中，我们系统介绍了动量分辨拉曼光谱技术，并且利用动量分辨拉曼光谱技术在实验上对无相互作用的简并费米气体进行了研究，得到了无相互作用的费米气体能量的色散曲线，并和射频谱技术做了对比，能够较好的吻合。从傅里叶变换的角度分析矩形拉曼脉冲对动量谱结果的影响，并做了优化，改用高斯型脉冲后成功避免了“旁瓣”的产生；在强相互作用区，利用动量分辨拉曼谱技术在一次运行实验的过程中同时观察到原子信号和分子信号，并得到 ^{40}K 简并费米气体的分子束缚能；测量了费米气体在 BEC 一侧的能量-动量色散曲线。

附：射频脉冲形状对射频谱影响

前面的内容中我们已经提到拉曼光的脉冲形状对实验结果会有很大的影响。在理论上做了详细的分析并在实验上做了对比。同样，对于原子态转移过程中的射频脉冲，其形状对结果影响也很大，其理论分析与前面拉曼光情况类似，这里只介绍我们实验上的结果。

在实验上我们选用 ^{40}K 的 $|9/2, 7/2\rangle$ 态到 $|9/2, 5/2\rangle$ 态的跃迁，为了排除铷原子的影响，在之前我们用一束铷原子的共振光将其去掉。我们给钾原子样品外加一个磁场，磁场大小约为31 G，使 $|9/2, 7/2\rangle$ 态和 $|9/2, 5/2\rangle$ 态之间的能级差 $\Delta E = \hbar\omega_0$ 大小约为10.1 MHz，然后打开频率为 ω 的射频场，当频率 $\omega = \omega_0$ 的时候，处于 $|9/2, 7/2\rangle$ 态的原子就会转移到 $|9/2, 5/2\rangle$ 态。改变 ω 的大小，使 ω 与 ω_0 之间有一个失谐，这样原子的转移效率就会随失谐大小的改变而改变。这样，我们通过描绘 ω 与转移效率之间的关系就可以得到射频频谱的组成。信号源为Stanford Research system 公司生产的DS345。

首先我们先观察射频为矩形脉冲的情况，图6.10 (a)给出的是我们实验上用到的脉宽为0.2 ms的矩形脉冲。图6.10 (b)是在该矩形射频脉冲情况下不同射频频率对应的原子态转移效率，黑点是实验上得到的该频率下原子态转移的比例，红色曲线是拟合曲线。对于不同的射频频率，原子自旋态转移的效率会有所不同，从该图上我们可以看出,对于某一特定磁场 B_0 ，多个频率的射频都有可能导致原子自旋态之间的跃迁，这是因为射频脉冲为矩形，所以导致某些频率为 ω 的射频当中包含频率为 ω_0 的成份。这样，图6.10 (b)得到的曲线实际上与脉冲宽度为0.2 ms、频率为10.1 MHz的射频信号的频谱类似。根据理论计算，中间主频的宽度为10 kHz，边带的宽度应该为5kHz；我们实验上得到的结果是中间主频的宽度约为12 kHz，边带的宽度约为6 kHz。

接着我们把射频脉冲的形状变为高斯型，图6.10 (c)是我们实验上用到的的高斯型脉冲。然后我们再固定磁场 B 来扫描射频频率，图6.10 (d)给出了在该射频脉冲情况下不同频率对应的原子态转移效率，黑点是实验上得到的该频率下原子态转移的比例，红色曲线是拟合后的高斯曲线。从图6.10 (d)中我们可以很清楚的看出，采用高斯脉冲以后，在原子的态转移的时候，可以很好地避免“旁瓣”的产生。

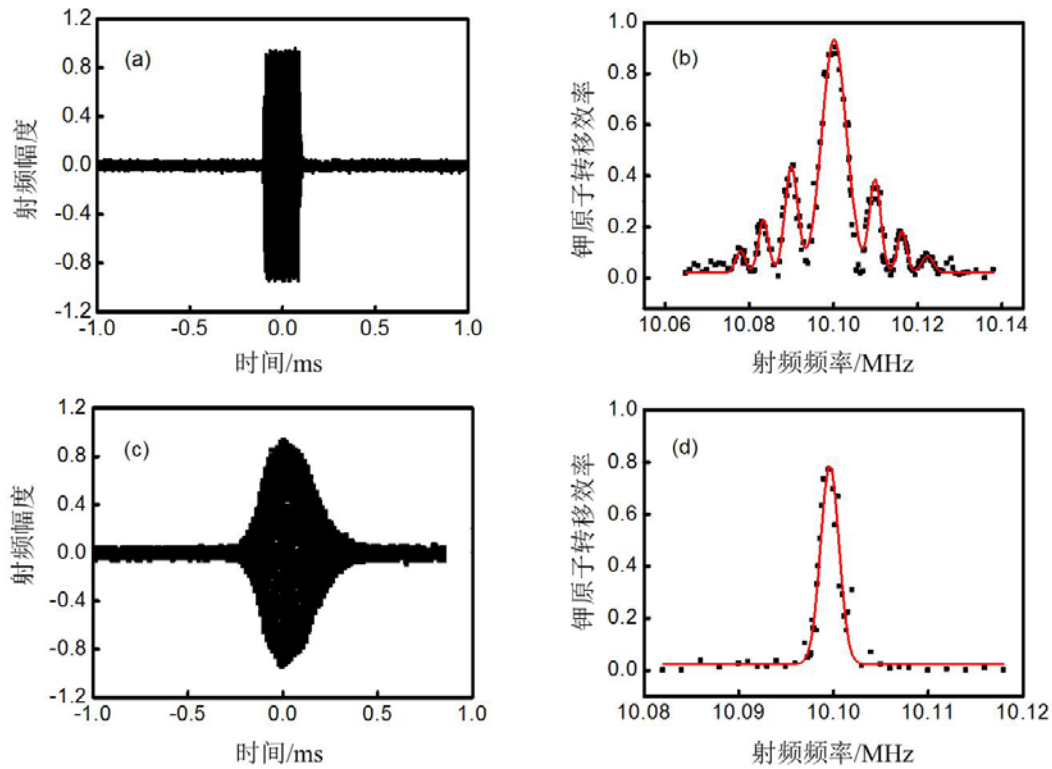


图6.10 优化射频脉冲形状的实验 (a) 我们实验上用到的脉宽为0.2 ms的矩形射频脉冲。图2 (b) 是在矩形射频脉冲情况下不同射频频率对应的原子转移效率，黑点是实验上得到的该频率下原子转移的比例，红色曲线是拟合曲线。(c) 是我们实验上优化的高斯型脉冲。图2 (d) 给出了在该射频脉冲情况下不同频率对应的原子转移效率，黑点是实验上得到的该频率下原子转移的比例，红色曲线是拟合后的高斯曲线。

参考文献

- [1] C. H. Schunck, Y. Shin, A. Schirotzek, and W. Ketterle, Determination of the fermion pair size in a resonantly interacting superfluid. *Nature (London)* 454, 739 (2008).
- [2] J. T. Stewart, J. P. Gaebler, and D. S. Jin, Using photoemission spectroscopy to probe a strongly interacting Fermi gas. *Nature (London)* 454,744 (2008).
- [3] J. P. Gaebler, J. T. Stewart, T. E. Drake, D. S. Jin, A. Perali, P. Pieri, and G. C. Strinati, Observation of pseudogap behaviour in a strongly interacting Fermi gas. *Nature Phys.* 6, 569 (2010).
- [4] Q. Chen and K. Levin, Momentum Resolved Radio Frequency Spectroscopy in Trapped Fermi Gases. *Phys. Rev. Lett.* 102, 190402 (2009).
- [5] Q. Chen, Y. He, C. Chien, and K. Levin, Theory of radio frequency spectroscopy experiments in ultracold Fermi gases and their relation to photoemission in the cuprates. *Rep. Prog. Phys.* 72, 122501 (2009).
- [6] P. Pieri, A. Perali, G. C. Strinati, S. Riedl, M. J. Wright, A. Altmeyer, C. Kohstall, E. R. S'anchez Guajardo, J. Hecker Denschlag, and R. Grimm. Pairing-gap, pseudogap, and no-gap phases in the radio-frequency spectra of a trapped unitary ${}^6\text{Li}$ gas. *Phys. Rev. A* 84, 011608 (2011).
- [7] C. Chin, M. Bartenstein, A. Altmeyer, S. Riedl, S. Jochim, J. Hecker Denschlag, and R. Grimm, Observation of the Pairing Gap in a Strongly Interacting Fermi Gas. *Science* 305, 1128 (2004).
- [8] C. A. Regal and D. S. Jin, Measurement of Positive and Negative Scattering Lengths in a Fermi Gas of Atoms. *Phys. Rev. Lett.* 90, 230404 (2003).
- [9] S. Gupta, Z. Hadzibabic, M. W. Zwierlein, C. A. Stan, K. Dieckmann, C. H. Schunck, E. G. M. van Kempen, B. J. Verhaar, and W. Ketterle, Radio-Frequency Spectroscopy of Ultracold Fermions. *Science* 300, 1723 (2003).
- [10] Y. Shin, C. H. Schunck, A. Schirotzek, and W. Ketterle, Tomographic rf Spectroscopy of a Trapped Fermi Gas at Unitarity. *Phys. Rev. Lett.* 99, 090403 (2007).
- [11] T.-L. Dao, A. Georges, J. Dalibard, C. Salomon, and I. Carusotto, Measuring the One-Particle Excitations of Ultracold Fermionic Atoms by Stimulated Raman Spectroscopy. *Phys. Rev. Lett.* 98, 240402 (2007).

[12] T.-L. Dao, I. Carusotto, and A. Georges, Probing quasiparticle states in strongly interacting atomic gases by momentum-resolved Raman photoemission spectroscopy. *Phys. Rev. A* 80, 023627(2009).

[13] Pengjun Wang, Zhengkun Fu, Liangjui Huang, and Jing. Zhang, Momentum-resolved Raman spectroscopy of a noninteracting ultracold Fermi gas. *Phys. Rev. A* 85, 053626(2012).

[14] Zhengkun Fu, Pengjun Wang, Lianghai Huang, Zengming Meng, and Jing Zhang, Momentum-resolved Raman spectroscopy of bound molecules in ultracold Fermi gas. *Phys. Rev. A* 86, 033607 (2012)

第七章 光控制 Feshbach 共振

7.1 概述

在现代物理的很多研究领域，控制原子之间的相互作用是十分重要的，特别是未来对量子计算的应用以及探索新奇多体量子效应。在过去的十几年里，由于可以调节原子之间相互作用，Feshbach 共振成为超冷原子气体研究中的一个重要工具^[1]。在这方面，磁场的 Feshbach 共振被很广泛的利用^[2-4]。上一章我们说过，通过调节磁场的大小，我们可以有效的改变原子的散射长度，从而调节原子之间的相互作用大小。很多利用磁场调节 Feshbach 共振的实验被很好地完成，从超高精细分辨率的分子谱到原子和分子态的相干耦合，再到亮孤子的产生等^[5-10]。但是，在未来的实验研究中需要更多灵活性，比如空间上调节相互作用强度^[11-15]。

在超冷原子气体里，利用光来改变 s-波的散射长度比磁场 Feshbach 共振具有更多的灵活性^[16-21]。因为几乎可以使用光的各种任意空间格局，光强可以在一个波长的距离变的不同，模式可以随时间迅速变化。这就使得各种应用成为可能，比如模拟黑洞现象，控制孤子的产生^[11,12]，研究非正常区域玻色爱因斯坦凝聚体的塌缩以及模拟光晶格中不同位置需要不同散射长度的哈密顿量^[13-15]等研究。此外，在不同种类或自旋态组成的气体中也可以利用光来操控散射长度，在这类系统中各种散射长度可以被很好地调节，但是除了磁场外还有更多的参数需要控制，且空间随机的光会使得散射长度随位置随机变化从而引起原子新的量子位相。

另外一个可以用来调节原子相互作用的技术是光缔合技术^[22-25]，有时也称为光学 Feshbach 共振 (OFR)。光学 Feshbach 共振就是利用光缔合共振附近的激光场将自由原子对耦合到激发的分子态上。光学 Feshbach 共振主要是用来控制碱土金属气体的原子间的相互作用，这与碱金属的内部结构有关，因为碱土金属最外层有两个电子，不存在磁场 Feshbach 共振。由于光强在空间和时间的可操作性强，在调节相互作用强度的时候还具有很高的空间和时间分辨率。但是到目前为止，光缔合技术很少被用来调节散射长度，这是因为光导致原子之间的非弹性碰撞会使得原子的数目急剧下降。在过去的实验中^[25]，有小组利用 ^{87}Rb 原子实现了 $\text{Re}(a)/a_{bg} - 1 \sim \pm 1$ 的变化，其中 a_{bg} 是关于 a 的函数。他们实验中估计的原子损失速率大约为 $\sim 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ ，通常的密度为 $\sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ，从而导致寿命为 100 μs 量级，这个时间对多数实验来说都太短^[19,20]。最近德国的 Stephan 小组在玻色原子中证明，把激光和

磁场 feshbach 共振结合在一起，通过控制光强和频率，可以移动 Feshbach 共振的位置，可以像光缔合那样来调节散射长度，但与普通的光缔合技术相比，原子损耗率降低了两个数量级^[26]。

在这里，我们介绍利用 ^{40}K 原子的基态分子-激发态分子的近共振光来控制 Feshbach 共振；利用耦合基态 Feshbach 分子和激发态分子的激光来测量激发态的谱线的方法，展示我们观察到的九个明显的基态分子-激发态分子共振峰。通过观察在分子-分子共振光作用下的束缚分子的射频频谱，发现磁场 Feshbach 共振的位置发现了明显的移动^[27]。这里将会比较红蓝失谐的不同情况下的结果，并在理论上予以解释。

7.2 分子-分子谱的测量

同上一章一样，这里我们用到的原子是 ^{40}K 原子，准备过程完全一样^[28-30]。Feshbach 共振点为 $B_0 = 202.2 \pm 0.02 \text{ G}$ 。图 7.1 是我们实验的基本能级示意图。我们首

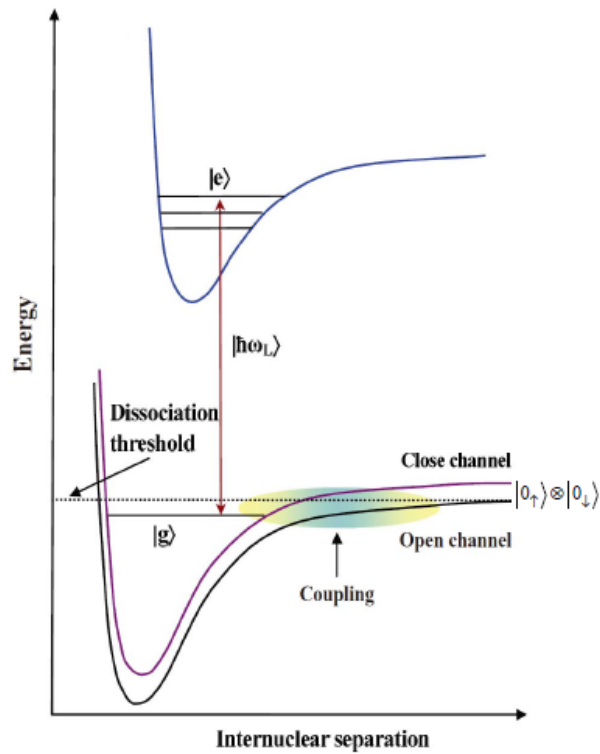


图 7.1 能级原理图。Feshbach 共振磁场使得进入开通道的 $|0_\uparrow\rangle$ 和 $|0_\downarrow\rangle$ 原子结合为具有不同势能的二聚物态 $|g\rangle$ 上，一束频率为 ω_L 的激光将基态 $|g\rangle$ 上的分子转移到某一个电子激发态 $|e\rangle$ 上。

先绝热地将磁场扫过 Feshbach 共振点，将分子制备在闭通道的电子基态 $|g\rangle$ 上，在高处存在某一分子激发态 $|e\rangle$ 。在一束与分子-分子共振的频率为 ω_L 激光的作用下，将分子从基态 $|g\rangle$ 转移到激发态 $|e\rangle$ 上。

为了很好地控制磁场 Feshbach 共振，我们让一束从钛宝石激光器输出的激光单次通过一个声光调制器，这样我们就可以很好地控制激光的强度和脉冲时间。这束激光的腰斑半径为 $200\ \mu\text{m}$ ，它的偏振方向与 Feshbach 共振磁场的方向垂直。当我们在基态 $|g\rangle$ 上制备好分子以后，我们打开这个矩形脉冲光，作用时间为 $15\ \text{ms}$ 。当光的频率接近 $|g\rangle$ 到 $|e\rangle$ 的分子-分子跃迁线时，由于分子会跃迁到激发态 $|e\rangle$ ，并且很

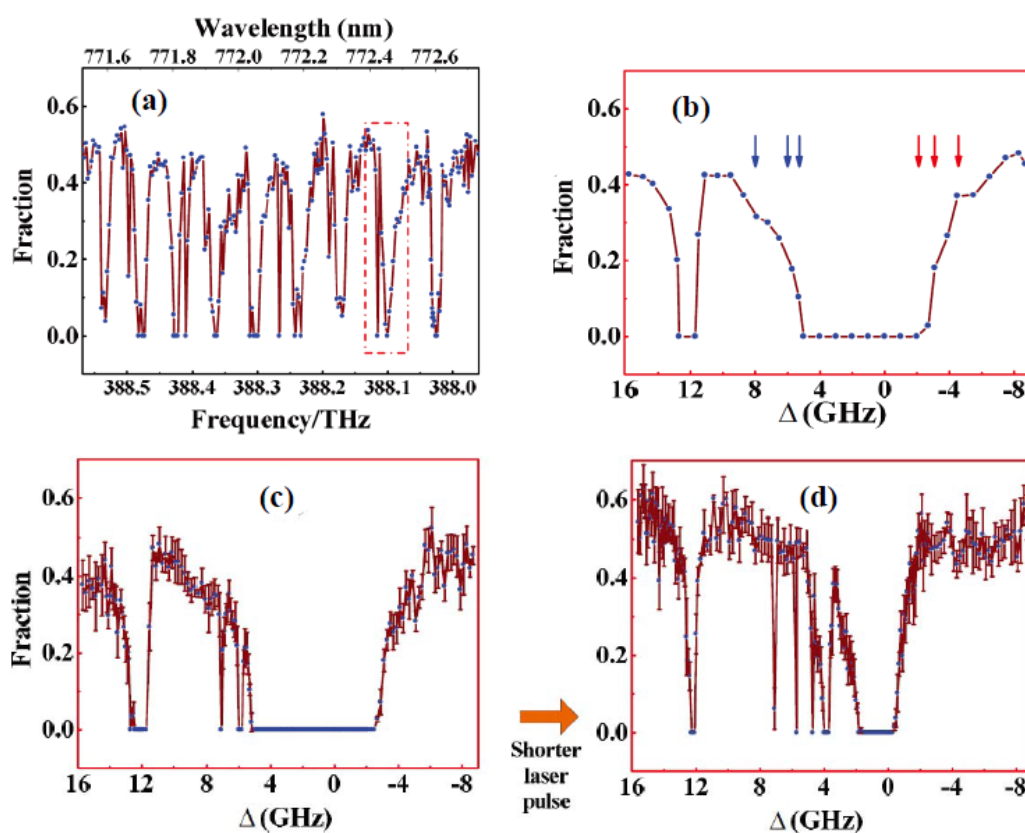


图 7.2 激发谱。(a) $^2P_{1/2} + ^2S_{1/2}$ 下 $^{40}\text{K}_2$ 的束分子-分子谱。(b) 将 (a) 中第八个共振损耗峰的局部放大。横坐标为 $\Delta = (2\pi\hbar)(\omega_L - \omega_{eg})$ ， $\omega_{eg} \approx 388103.7\ \text{GHz}$ 是第八个分子-分子转移的共振频率。箭头代表下面实验用到的失谐位置。(c) 在 (b) 的范围内进行的精细测量。(d) 保持功率不变，缩短激光脉冲时间 ($1.5\ \text{ms}$) 后的精细测量，可以观察到更多的精细结构。

快地退化到一个不能被观察到的态上，所以会引起 Feshbach 分子数量的减少。为了确定在光阱中剩余分子的数量，在关闭激光之后，我们打开一个脉宽为 400 μs 的高斯型射频脉冲，将剩余的分子解离为自旋态 $|9/2, -9/2\rangle$ 和 $|9/2, -5/2\rangle$ 的自由原子。在射频结束以后，我们迅速关掉光阱和磁场，并打开一个沿 \hat{z} 轴的梯度磁场作为史特恩-盖拉赫场，使原子进行飞行展开，12 ms 以后在沿 \hat{y} 轴方向进行吸收成像。这样原子的不同自旋态 N_σ ($\sigma = |-9/2\rangle, |-7/2\rangle, |-5/2\rangle$) 在空间上就会分开。改变激光的频率，并重复上述过程，我们定义 $N_{|-5/2\rangle} / (N_{|-5/2\rangle} + N_{|-7/2\rangle})$ 为激光频率的函数，这样，我们就得到了激发态分子的谱线。

图7.2 (a) 中描述的是在磁场为 $B = 201.60 \text{ G}$ 时 $^2P_{1/2} + ^2S_{1/2}$ 临界下的激发态 $^{40}\text{K}_2$ 分子的分子—分子谱。在这组数据里，照射束缚分子的激光强度为 50 mW，照射时间为 15 ms。解离分子时用到的射频脉冲的频率是固定的，它比自旋态 $|9/2, -7/2\rangle$ 和 $|9/2, -5/2\rangle$ 之间的塞曼分裂大 20 kHz，此时解离效率为最高。在图7.2 (a) 中我们测量的数据范围是从 771.5 nm 到 772.7 nm，每两个数据之间频率间隔为 3 GHz。我们发现 9 个很强的分子—分子共振损耗峰，每两个损耗峰之间的平均间隔约为 64 GHz。图7.2 (b) 是 $\omega_L \approx 388103.7 \text{ GHz}$ 附近的一个共振损耗峰的放大图。我们同时把激光范围扩大到 770.5 nm 到 780 nm，其他位置也有一些不太集中的共振损耗峰。根据 $^{39}\text{K}_2$ 的光缔合数据^[31]，存在三个远程吸引势与 $^2P_{1/2} + ^2S_{1/2}$ 渐进连接，我们观察到的共振应该与这三个势能的束缚态有关^[32]。原则上，由于分子自身的振动，转动，超精细作用以及塞曼相互作用，观察到的束缚态应该具有很复杂的结构。如7.2 (c) 和 (d) 所示，我们通过精细调节激光的频率和缩短激光脉冲时间，我们可以得到更加丰富的结构。图7.2 (c) 是我们精细调节激光频率的结果，每两组数据间隔为 100 MHz。图7.2 (d) 是我们在精细调节激光频率的基础上缩短脉冲时间到 1.5 ms 的结果。

7.3 光与 Feshbach 共振分子

7.3.1 光控制 Feshbach 分子束缚能

接着，我们利用上面得到的分子-分子谱信息完成光对 Feshbach 共振的控制。我们重点研究的是 $\omega_L \approx 388103.7 \text{ GHz}$ 的共振损耗峰。为了使非相干过程速率尽可能的低，我们增加激光的失谐频率并且增加激光功率。对于较大的失谐来说，分子的激发态本来是空的，因此可以绝热地除去。此时，基态分子会有一个 ac-Stark 平移^[33]：

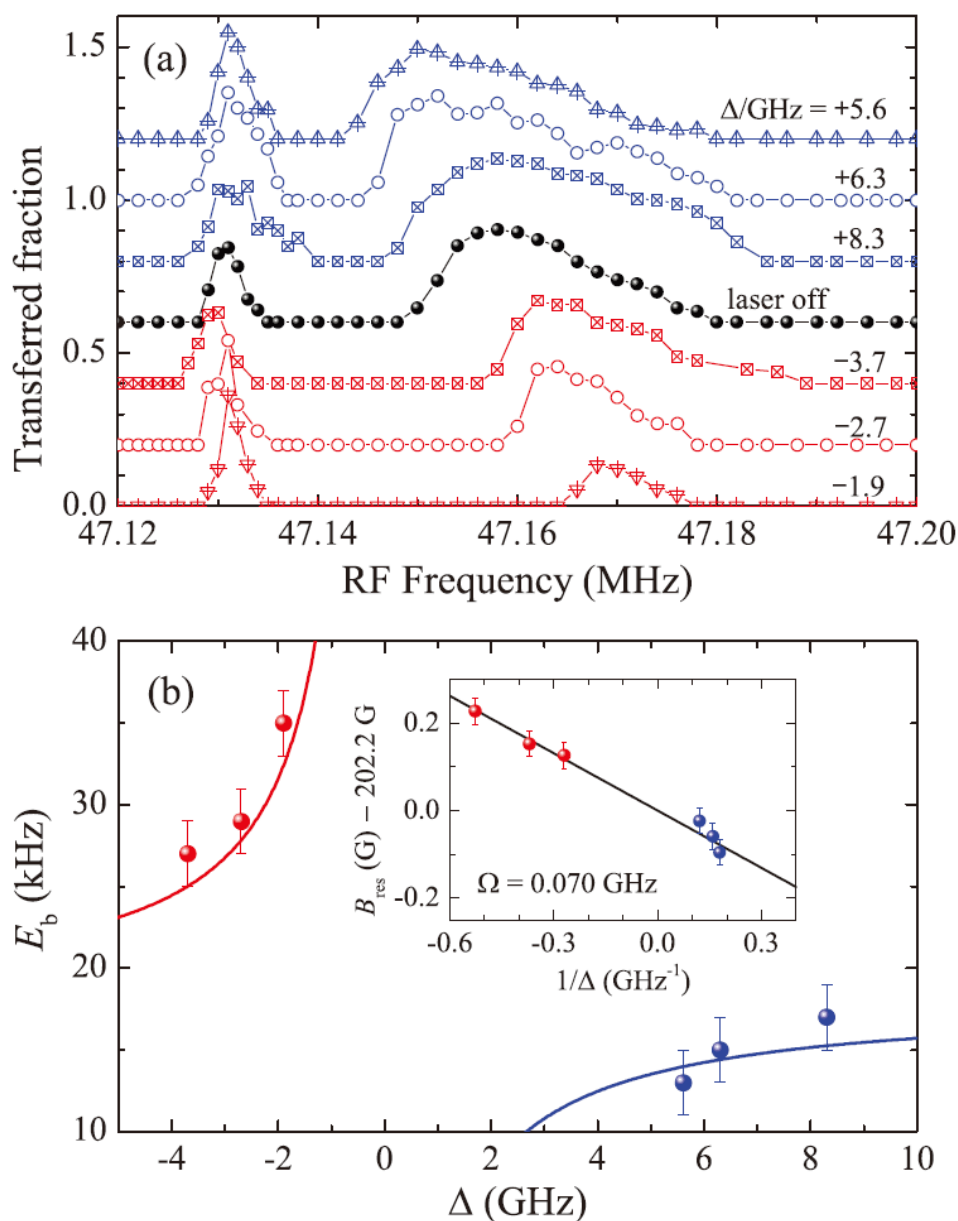


图 7.3 Feshbach 共振附近 ($B_0 = 202.20 \pm 0.02 \text{ G}$), 激光作用下的射频谱和束缚能。在没有控制光的时候, 在 $B = 201.60 \text{ G}$ 制备分子, 对应 s 波散射长度 $a_s \approx 2216 a_0$, a_0 是玻尔半径, 参数 $1/(k_F a_s) \approx 0.62$ 。(a) 不同失谐情况下的射频谱, 垂直方向位移很明显。(b) 束缚能随失谐的变化。实线是一个简单的理论拟合。插图是 Feshbach 共振点移动与失谐的倒数之间的关系。

$$\delta = \frac{\Omega^2}{4(\Delta + i\gamma/2)} \approx \frac{\Omega^2}{4\Delta} - \left(\frac{\Omega^2}{4\Delta^2} \right) \frac{i\gamma}{2} \quad (7.1)$$

其中， Ω 是拉比频率，失谐 $\Delta = (2\pi\hbar)(\omega_L - \omega_{eg})$ ， $\gamma \sim 2\pi \times 6 \text{ MHz}$ 是激发态分子的快速自发衰减速率。在我们的实验上 $\Omega \ll \Delta \sim (2\pi\hbar) \times 1 \text{ GHz}$ ，这样原子损耗就会被很好地抑制。最近，在使用大失谐激光的情况下，类似的抑制结果在玻色子中也被观察到了。

我们的实验装置和过程与前面基本一样，不同的就是此时的激光的不再是矩形脉冲，而是在 15 ms 的时间内线性增加到 85 mW。然后利用一个射频脉冲将分子解离为自由原子，射频结束后，同时关掉磁场，光阱和激光，打开史特恩-盖拉赫场，在飞行展开后测量不同自旋态原子数目，得到 $|9/2, -5/2\rangle$ 态原子的所占的比例 $N_{|-5/2\rangle} / (N_{|-5/2\rangle} + N_{|-7/2\rangle})$ 关于射频频率的一个函数。图 7.3 (a) 显示的是在不同失谐情况时 Feshbach 共振的射频谱，磁场大小为 $B = 201.6 \text{ G}$ 。中间黑色圆点组成的曲线是不加激光的情况。蓝色曲线代表激光为蓝失谐，红色曲线代表激光为红失谐。很明显，与没有加激光时的数据相比，红失谐的激光会使分子的束缚能增大，而蓝失谐的时候分子的束缚能会减小。在这里我们用到的红失谐和蓝失谐激光，其位置就是在图 7.2 (b) 中箭头标记的位置。从图上我们可以看出，失谐 $|\Delta|$ 越小，对束缚能的影响越明显，改变也就越大。图 7.3 (b) 中我们给出了束缚能 E_b 与失谐 Δ 之间的关系。根据文献的推导^[33]，有

$$\sqrt{\frac{E_b}{E_b(\Omega=0)}} = \frac{B - B_{res}(\Omega)}{B - B_0} \quad (7.2)$$

其中， $B_{res}(\Omega) \approx B_0 - \Omega^2 / (4\Delta\mu_{ag})$ ， $\mu_{ag} \equiv 2\mu_a - \mu_g \approx 2\mu_B$ ， μ_B 为玻尔磁子，从图上可以看出实验数据和我们理论的计算基本吻合。同时，在插图中我们还给出了 $B_{res}(\Omega) - B_0$ 和 $1/\Delta$ 的线性关系， $B_{res}(\Omega) - B_0$ 就是在拉比频率为 Ω 的时候，Feshbach 共振位置偏移的大小，可以看出，蓝失谐和红失谐的激光会导致共振位置变到低磁场或高磁场。

7.3.2 控制光对 Feshbach 分子寿命的影响

我们测量了在不同失谐频率下基态束缚分子的数量随激光脉冲时间的变化。如图 7.4 所示，从我们的数据上可以明显看出，在激光的作用下，随着失谐的绝对值的减小，基态分子损失的速率急剧增大，分子的寿命为几个毫秒量级。我们测量中红失

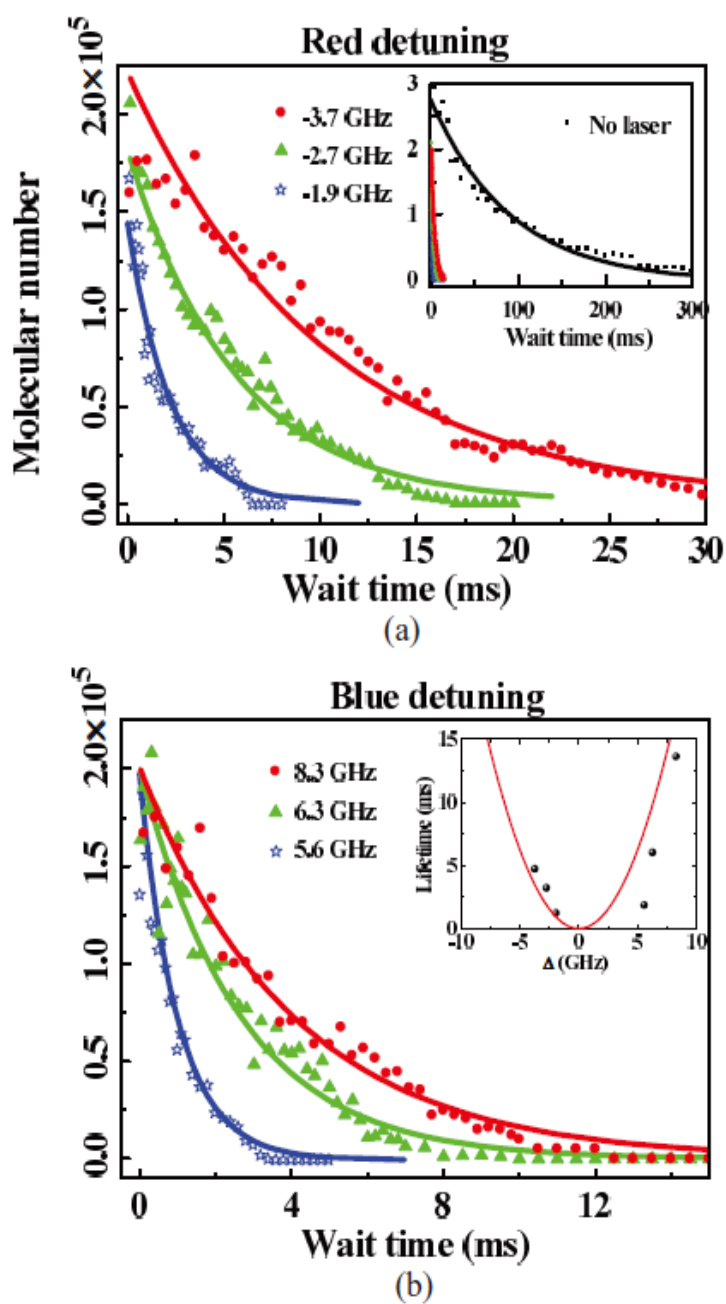


图 7.4 不同激光频率失谐情况下基态分子的衰减。(a) 红失谐分别为-3.7 GHz, -2.7 GHz 和-1.9 GHz, 其中插图部分是和不加激光时衰减的对比。(b) 蓝失谐分别为 8.3 GHz, 6.3 GHz 和 5.6 GHz, 插图部分是分子寿命和失谐的关系, 实线是按照激发态分子的快速自发衰减速率 $\gamma = 2\pi \times 6$ MHz 拟合的抛物线。

谐最大的时候寿命达到了10 ms左右，这只比没有激光的时候小一个数量级左右，与以往其他小组的实验相比，我们的光控制费米系统是很稳定的。

7.3.3 相同失谐不同磁场的情况

同时，我们还通过测量分子的射频谱比较了相同失谐不同磁场情况下分子束缚能的变化规律。我们选定某个磁场以后固定不变，为了测量更加精确，不加激光和加激光的数据我们交替测量。如图7.5，可以看出，对于红失谐，分子束缚能始终是比较没有光的时候大，特别是当分子束缚能较小的时候，在正常情况下原子的谱线和分子的

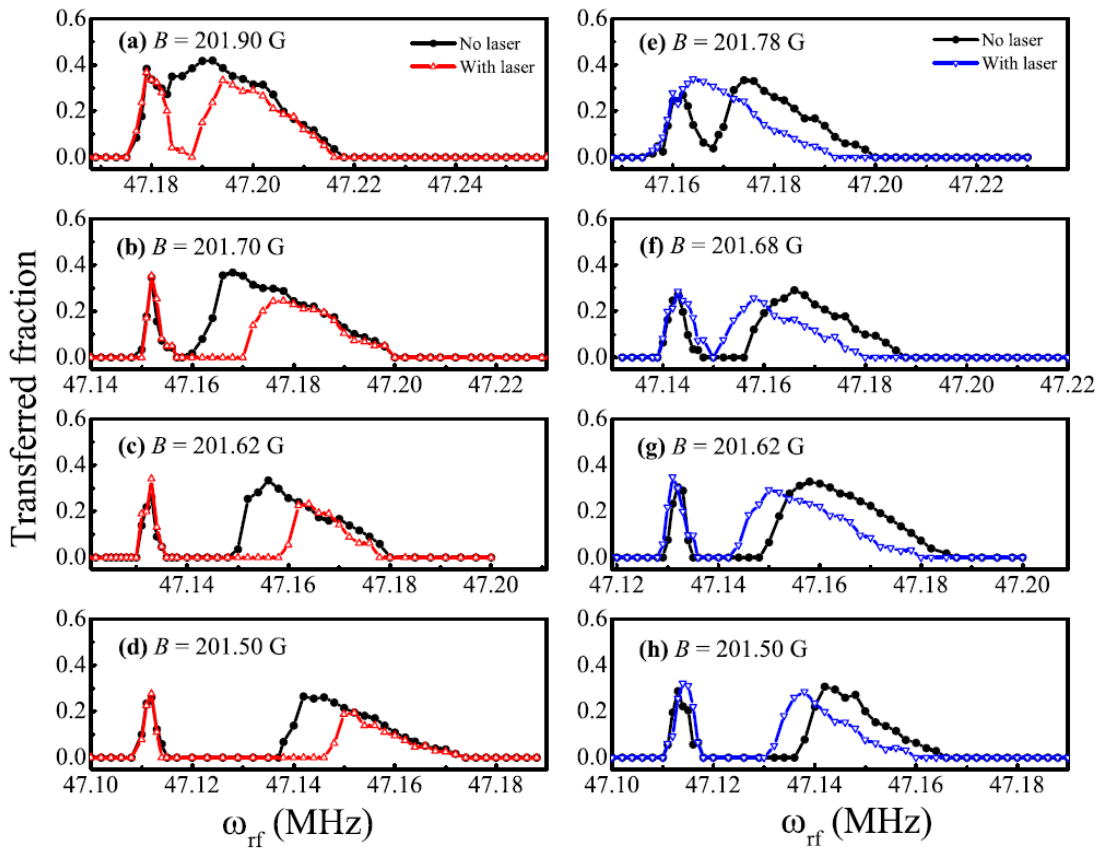


图 7.5 激光作用下的射频谱。在 (a) - (d) 中，激光的失谐为-2.7GHz，在没有激光的情况下参数 $1/(k_F a_s)$ 分别是 0.34, 0.50, 0.60 和 0.73。在 (e) - (h) 中，激光的失谐为+5.6GHz，参数 $1/(k_F a_s)$ 分别是 0.45, 0.56, 0.61 和 0.72。需要指出的是，在不同的图中，由于原子峰位置随磁场变化而变化，所以我们在保持相同大小区域的同时调整坐标轴使得原子峰在相同的位置。

谱线交迭在一起，形成一个大的包络，无法区分开，但是在失谐为-2.7 GHz的激光的作用下，原子和分子谱线之间出现一个分裂，可以区分开原子和分子的谱，如图7.5 (a)。而对于蓝失谐，相同磁场下分子束缚能会变小。在图7.5 (e) 中，正常情况下原子和分子的谱是分开的，但在失谐为+5.6 GHz的激光的作用下，原子和分子的谱已经连接在一起，形成了一个大的包络。

在图7.6中，我们给出的是红失谐-2.7 GHz，蓝失谐5.6 GHz 以及不加激光时的束缚能随磁场的变化曲线。我们还根据前面的公式7.2进行了理论拟合，和实验数据基本吻合。从这里我们可以看出，为了使费米气体具有相同的原子间相互作用，比如为了得到某一固定的分子束缚能，我们既可以在不加激光的情况下调节磁场，也可以在固定磁场的情况下调节激光的失谐。

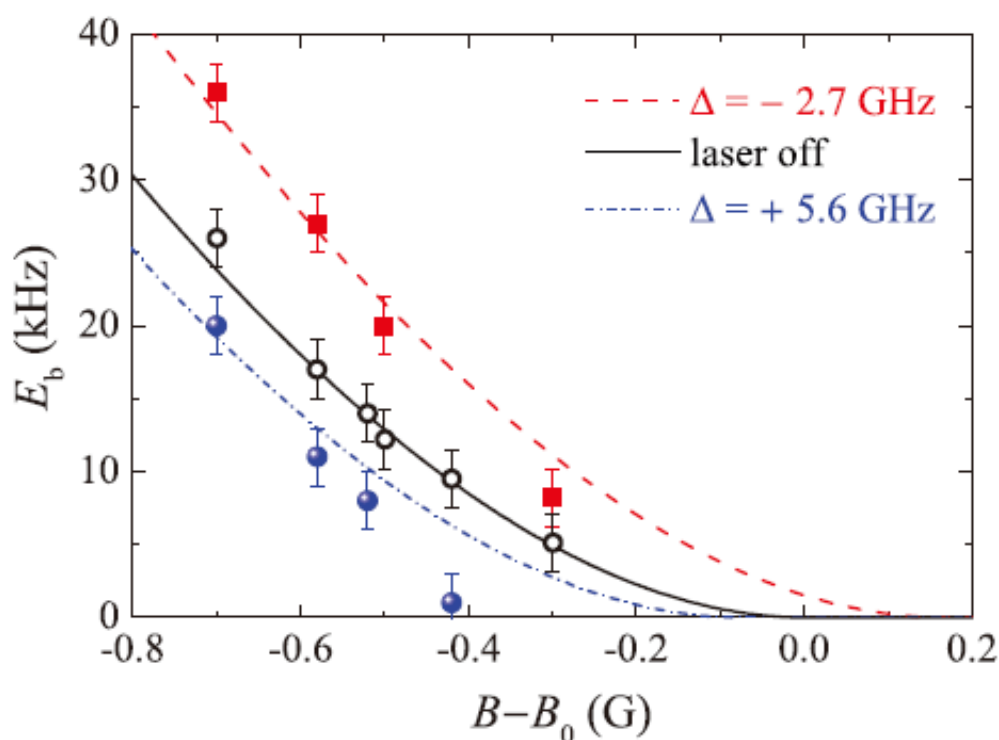


图 7.6 分子束缚能在不同激光失谐情况下随磁场的变化。红色数据对应红失谐为-2.7 GHz；蓝色数据对应蓝失谐为+5.6 GHz；黑色数据对应不加激光的情况。三条曲线是理论计算结果，计算中取 $\Omega = (2\pi\hbar) \times 0.070 \text{ GHz}$ 。

在图7.7中，我们证明了光控制磁场Feshbach共振的高度灵活性。如果激光在射频场打开之前迅速关掉，我们可以看出，得到的射频谱与原来不加光的时候是基本一样的；如果在射频的过程中激光始终是打开的，我们可以得到完全不同的射频

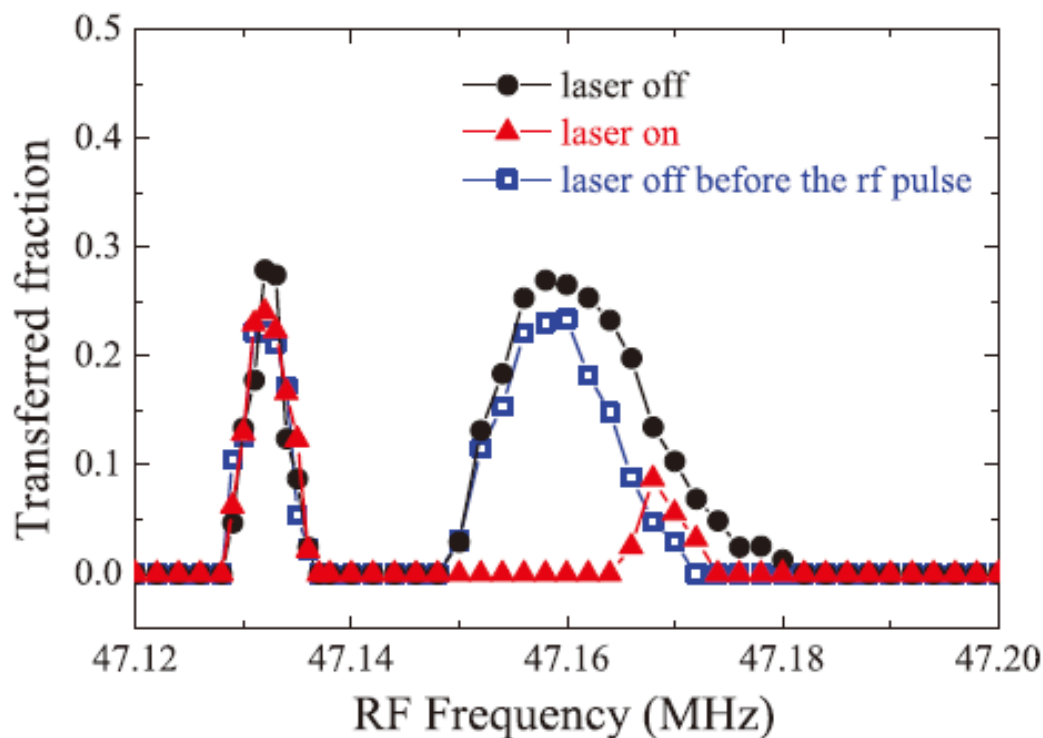


图 7.7 光控制 Feshbach 共振的高灵敏性。磁场大小为 206 G；黑色实心圆圈代表不打开激光的情况；红色三角代表打开激光且和射频同时关断的情况；蓝色色空心方块代表打开激光但在射频打开前关断的情况。激光失谐为-1.9 GHz。

谱。这就表明光控制磁场Feshbach共振是很快速的，可以在小于我们的射频脉冲时间400 μs 以内就产生作用。

7.4 小结

在本章中，我们首先介绍利用耦合基态 Feshbach 分子和激发态分子的激光来测量激发态的谱线的方法，通过一束激光将基态束缚分子激发到一个不能被探测到的激发态去，从而观察到的九个明显的分子-分子共振峰，并且观察到了一些可能由分

子转动、振动等引起的复杂结构。我们介绍利用 ^{40}K 原子的分子-分子态的近共振光来控制 Feshbach 共振；通过观察在分子-分子共振光作用下的射频谱，发现磁场 Feshbach 共振的位置发现了明显的移动。在激光为红失谐的时候，分子束缚能会增大，当失谐为蓝失谐的时候，分子束缚能会减小。失谐的绝对值越小，束缚能变化越大。我们的实验结果和理论计算基本一致。在我们的方法下，分子损耗的速率较以往的实验要小几个量级，证明我们的光控制费米系统是很稳定的。为进行下一步其它实验提供了可能。

参考文献

- [1] C. Chin, R. Grimm, P. Julienne, and E. Tiesinga, Feshbach resonances in ultracold gases. *Rev. Mod. Phys.* 82, 1225 (2010).
- [2] A. J. Moerdijk, B. J. Verhaar, and A. Axelsson, Resonances in ultracold collisions of ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, and ${}^{23}\text{Na}$. *Phys. Rev. A* 51, 4852 (1995).
- [3] S. Inouye, M.R. Andrews, J. Stenger, H.-J. Miesner, D.M. Stamper-Kurn, and W. Ketterle, Observation of Feshbach resonances in a Bose-Einstein condensate. *Nature* 392, (1998).
- [4] E. Tiesinga, B. J. Verhaar, and H.T. C. Stoof, Threshold and resonance phenomena in ultracold ground-state collisions. *Phys. Rev. A* 47, 4114 (1993).
- [5] C. Chin, V. Vuletic, A. J. Kerman, and S. Chu, High Resolution Feshbach Spectroscopy of Cesium. *Phys. Rev. Lett.* 85, 2717 (2000).
- [6] E. A. Donley, N. R. Claussen, S. T. Thompson, and C. E. Wieman, Atom-molecule coherence in a Bose-Einstein condensate. *Nature (London)* 417, 529 (2002).
- [7] L. Khaykovich *et al.*, Formation of a Matter-Wave Bright Soliton. *Science* 296, 1290 (2002).
- [8] K. E. Strecker, G. B. Partridge, A. G. Truscott, and R. G. Hulet, Formation and Propagation of Matter Wave Soliton Trains. *Nature (London)* 417, 150(2002).
- [9] S. L. Cornish, N. R. Claussen, J. L. Roberts, E. A. Cornell, and C. E. Wieman, Stable ${}^{85}\text{Rb}$ Bose-Einstein Condensates with Widely Tunable Interactions. *Phys. Rev. Lett.* 85, 1795 (2000);
- [10] M. Greiner, C. A. Regal, and D. S. Jin, Emergence of a molecular Bose-Einstein condensate from a Fermi gas. *Nature (London)* 426, 537(2003);
- [11] Garay, L. J., Anglin, J. R., Cirac, J. I., Zoller, P, Sonic analog of gravitational black holes in Bose-Einstein condensates. *Phys. Rev. Lett.* 85, 4643 (2000).
- [12] Carusotto, I., Fagnocchi, S., Recati, A., Balbinot, R., Fabbri, A. Numerical observation of Hawking radiation from acoustic black holes in atomic Bose-Einstein condensates. *New J. Phys.* 10, 103001 (2008).
- [13] Rodas-Verde, M. I., Michinel, H. & Pérez-García, V. M. Controllable soliton emission from a Bose-Einstein condensate. *Phys. Rev. Lett.* 95, 153903 (2005).

- [14] Dong, G., Hu, B. & Lu, W. Ground-state properties of a Bose-Einstein condensate tuned by a far-off-resonant optical field. *Phys. Rev. A* 74,063601 (2006).
- [15] Abdullaev, F. K., Gammal, A., Salerno, M. & Tomio, L. Localized modes of binary mixtures of Bose-Einstein condensates in nonlinear optical lattices. *Phys. Rev. A* 77, 023615 (2008).
- [16] Fedichev, P. O., Kagan, Y., Shlyapnikov, G. V. & Walraven, J. T. M. Influence of nearly resonant light on the scattering length in low-temperature atomic gases. *Phys. Rev. Lett.* 77, 2913 (1996).
- [17] Bohn, J. L. & Julienne, P. S. Prospects for influencing scattering lengths with far-off-resonant light. *Phys. Rev. A* 56, 1486 (1997).
- [18] Fatemi, F. K., Jones, K. M. & Lett, P. D. Observation of optically induced Feshbach resonances in collisions of cold atoms. *Phys. Rev. Lett.* 85,4462 (2000).
- [19] Theis, M. et al. Tuning the scattering length with an optically induced Feshbach resonance. *Phys. Rev. Lett.* 93, 123001 (2004).
- [20] Thalhammer, G., Theis, M., Winkler, K., Grimm, R. & Hecker Denschlag, J. Inducing an optical Feshbach resonance via stimulated Raman coupling. *Phys. Rev. A* 71, 033403 (2005).
- [21] Jones, K. M., Tiesinga, E., Lett, P. D. & Julienne, P. S. Ultracold photoassociation spectroscopy: Long-range molecules and atomic scattering. *Rev. Mod. Phys.* 78, 483 (2006).
- [22] P. O. Fedichev, Y. Kagan, G. V. Shlyapnikov, and J. T. M. Walraven, Influence of Nearly Resonant Light on the Scattering Length in Low-Temperature Atomic Gases. *Phys. Rev. Lett.* 77, 2913 (1996).
- [23] J. L. Bohn and P. S. Julienne, Prospects for influencing scattering lengths with far-off-resonant light. *Phys. Rev. A* 56, 1486 (1997).
- [24] F. K. Fatemi, K. M. Jones, and P. D. Lett, Observation of Optically Induced Feshbach Resonances in Collisions of Cold Atoms. *Phys. Rev. Lett.* 85, 4462(2000).
- [25] M. Theis, G. Thalhammer, K. Winkler, M. Hellwig, G. Ruff, R. Grimm, and J. H. Denschlag, Tuning the Scattering Length with an Optically Induced Feshbach Resonance. *Phys. Rev. Lett.* 93, 123001(2004); Thalhammer, G., Theis, M., Winkler, K., Grimm, R. & Hecker Denschlag, J. Inducing an optical Feshbach resonance via stimulated Raman

- coupling. *Phys. Rev. A* 71, 033403 (2005).
- [26] D. M. Bauer, M. Lettner, C. Vo, G. Rempe, and S. Dürr, Control of a magnetic Feshbach resonance with laser light. *Nat. Phys.* 5, 339 (2009).
- [27] Zhengkun Fu, Pengjun Wang, Lianghai Huang, Zengming Meng, Hui Hu, and Jing Zhang, Optical control of a magnetic Feshbach resonance in an ultracold Fermi gas, *Phys. Rev. A* 88, 041601(R) (2013).
- [28] Xiong Dezhi, Wang Pengjun, Chen Haixia and Zhang Jing, Evaporative cooling Rubidium atoms with Radiation, *Chin. Opt. Lett.*, 8 351(2010).
- [29] Zhengkun Fu, Pengjun Wang, Shijie Chai, Lianghai Huang, and Jing Zhang, Bose-Einstein condensate in a light-induced vector gauge potential using 1064-nm optical-dipole-trap lasers, *Phys. Rev. A* 84, 043609 (2011).
- [30] Pengjun Wang, Zeng-Qiang Yu, Zhengkun Fu, Jiao Miao, Lianghai Huang, Shijie Chai, Hui Zhai, and Jing Zhang. Spin-Orbit Coupled Degenerate Fermi Gases. *Phys. Rev. Lett.*, 109, 095301 (2012).
- [31] W. C. Stwalley and H. Wang, Photoassociation of Ultracold Atoms: A New Spectroscopic Technique. *J. Mol. Spectrosc.* 195, 194 (1999).
- [32] K. M. Jones, E. Tiesinga, P. D. Lett, and P. S. Julienne, Ultracold photoassociation spectroscopy: Long-range molecules and atomic scattering. *Rev. Mod. Phys.* 78, 483 (2006).
- [33] See Supplemental Material at <http://link.aps.org/supplemental/10.1103/PhysRevA.88.041601> for the solutions of two-particle bound states.

总结与展望

本文有关的所有实验都是在 ^{87}Rb 和 ^{40}K 量子简并气体中进行的。在以光阱中的量子简并气体为基础，我们实现了玻色子的人造规范场；在国际上首次实现了费米子的自旋轨道耦合；研究了费米气体的拉曼谱，包括无相互作用的原子和束缚分子；实现了光控制 Feshbach 共振的束缚能；研究了自旋轨道耦合对 Feshbach 共振的影响；发现一种新的制备 s-波 Feshbach 分子的方法，并且观察到了拉比振荡。这些工作为我们以后研究量子霍尔效应、BEC-BCS 交叉、超流、超导、拓扑绝缘态、量子相位等奠定了坚实的基础。

人造规范场和自旋轨道耦合的实现，使得人们可以利用电中性的冷原子来模拟带电粒子在电磁场中的运动，从而可以在实验上更好地研究量子霍尔效应、拓扑绝缘态等。在实验上我们采用的类似美国国家标准技术院的 Spielman 小组的方法。原子处在一个偏置磁场中，存在塞曼能级分裂，利用两束垂直或对射的拉曼光照射原子，当磁场和拉曼光满足一定关系的时候就会发生拉曼跃迁，这个过程中存在动量转移，调节拉曼光的失谐和强度，就可以使得原子的动量和自旋耦合到一起，从而实现自旋轨道耦合。在我们的实验中，我们首先利用两束交叉的 1064 nm 的偶极力阱的激光作为拉曼光，在 ^{87}Rb BEC 中实现了有效的人造规范场。讨论了三种不同拉曼失谐情况下缀饰态原子的变化情况，并在实验上进行了一一验证；然后利用 773 nm 的拉曼光在 ^{40}K 原子中首次实现了费米子的自旋轨道耦合，并研究了拉比频率，动量分布，lifshits 过渡以及动量的射频谱等问题。

我们研究了自旋轨道耦合作用下强相互作用的费米量子简并气体。我们理论上得出在射频谱中原子和分子的谱线会在自旋轨道耦合作用下会发生变化的结论。在实验上，我们测量了 Feshbach 共振附近射频谱，发现原子峰的蓝移和分子峰的红移现象。

利用自旋轨道耦合作用，我们得到了一种新的获得 s-波 Feshbach 分子的方法。我们首先将原子制备在单一自旋态 $(|9/2, -9/2\rangle)$ ，磁场略低于 s-波 Feshbach 共振点 (202.2 G)，然后用一定失谐的拉曼光照射原子，就会有 s-波 Feshbach 分子产生。我们从理论上解释了为什么我们可以从单一自旋态出发获得 s-波分子，并在实验上研究了原子-分子的拉比振荡以及拉曼光失谐和耦合强度对实验的影响。这在实验上证明了自旋轨道耦合可以使得自旋单态和三重态成为相干的，表明这个系统的束缚态包含一个三重 p-波成份，可以通过进一步冷却和限制在一维来实现 p-波拓扑超流。

在研究冷原子的过程中，射频谱技术扮演着一个重要的角色。但是动量分辨拉曼光谱技术具有更多优点。我们用动量分辨拉曼光谱技术对无相互作用的简并费米气体进行了研究，并和射频谱技术做了对比；在强相互作用区，利用动量分辨拉曼谱技术测量了 ^{40}K 简并费米气体的分子束缚能，与以前的射频谱技术相比，我们使用的方法更方便快捷；在这个过程中我们分析了矩形拉曼脉冲对动量谱结果的影响，实验上选用的是高斯型脉冲。

由于 Feshbach 共振技术可以控制原子的散射长度，所以受到大家的欢迎，这里我们介绍了利用光控制 Feshbach 分子束缚能的实验。首先制备出 Feshbach 分子，然后利用耦合基态 Feshbach 分子和激发态分子的激光照射分子，测量了激发态的谱线，观察到九个明显的分子-分子共振峰。利用这些共振峰，我们可以来操控 Feshbach 共振，可以用来改变 Feshbach 分子的束缚能，与以往光缔合控制散射长度的实验相比，原子损耗速度大幅降低。描绘了在分子-分子共振光作用下的射频谱；测量了不同失谐情况下分子的损耗速率。

虽然我们已经在自旋轨道耦合和强相互作用区做了一定的工作，但是，我们相信这个领域还有很多很多值得我们去探索的东西，相信随着我们的进一步研究，会有更多的秘密被揭开。

博士研究生期间完成的学术论文

- [1] **Zhengkun Fu**, Lianghai Huang, Zengming Meng, Pengjun Wang, Long Zhang, Shizhong Zhang, Hui Zhai, Peng Zhang and Jing Zhang. Production of Feshbach molecules induced by spin-orbit coupling in Fermi gases. *Nature Physics*, 10, 110 (2014).
- [2] **Zhengkun Fu**, Lianghai Huang, Zengming Meng, Pengjun Wang, Xia Ji Liu, Han Pu, Hui Hu and Jing Zhang, Radio-frequency spectroscopy of a strongly interacting spin-orbit-coupled Fermi gas, *Phys. Rev. A*, 87, 053619 (2013).
- [3] **Zhengkun Fu**, Pengjun Wang, Lianghai Huang, Zengming Meng, Hui Hu, and Jing Zhang, Optical control of a magnetic Feshbach resonance in an ultracold Fermi gas, *Phys. Rev. A*, 88, 041601(R) (2013).
- [4] **Zhengkun Fu**, Pengjun Wang, Lianghai Huang, Zengming Meng, and Jing Zhang, Momentum-resolved Raman spectroscopy of bound molecules in ultracold Fermi gas. *Phys. Rev. A*, 86, 033607 (2012)
- [5] **Zhengkun Fu**, Pengjun Wang, Shijie Chai, Lianghai Huang, and Jing Zhang, Bose-Einstein condensate in a light-induced vector gauge potential using 1064-nm optical-dipole-trap lasers. *Phys. Rev. A*, 84, 043609 (2011).
- [6] Pengjun Wang, ZengQiang Yu, **Zhengkun Fu**, Jiao Miao, Lianghai Huang, Shijie Chai, Hui Zhai, and Jing Zhang. Spin-Orbit Coupled Degenerate Fermi Gases. *Phys. Rev. Lett.*, 109, 095301 (2012).
- [7] Pengjun Wang, **Zhengkun Fu**, Lianghai Huang, and Jing. Zhang, Momentum-resolved Raman spectroscopy of a noninteracting ultracold Fermi gas. *Phys. Rev. A*, 85, 053626 (2012).
- [8] Pengjun Wang, L. Deng, E.W. Hagley, **Zhengkun Fu**, and Shijie Chai, Jing Zhang, Observation of collective atomic recoil motion in a momentum-squeezed, ultracold degenerate fermion gas, *Phys. Rev. Lett.*, 106, 210401 (2011).
- [9] Pengjun Wang, **Zhengkun Fu**, Shijie Chai, Jing Zhang, Feshbach resonances in ultracold mixture of ^{87}Rb and ^{40}K , *Chin. Phys. B* Vol. 20, No.10 103401 (2011).
- [10] Pengjun Wang, Dezhi Xiong, **Zhengkun Fu**, Jing Zhang, Experimental investigation of evaporative cooling mixture of bosonic ^{87}Rb and fermionic ^{40}K atoms with microwave and radio frequency radiation, *Chin. Phys. B*, Vol.20, No.1 016701 (2011).

- [11] Dezhi Xiong, Pengjun Wang, **Zhengkun Fu**, Shijie Chai, Jing Zhang, Evaporative cooling of ^{87}Rb atoms into Bose-Einstein condensate in an optical dipole trap, Chin. Opt. Lett., Vol.8, No.7 627-629 (2010).
- [12] Dezhi Xiong, Pengjun Wang, **Zhengkun Fu**, Jing Zhang, Evaporative cooling of ^{87}Rb atoms into Bose-Einstein condensate in an optical dipole Transport of Bose-Einstein condensate in QUIC trap and separation of trapping spin starts, Opt. Express, Vol.18, No.2 1649-1656 (2010).
- [13] Huang Liang Hui, Wang Peng Jun, **Fu Zheng Kun**, Zhang Jing, Radio-frequency spectroscopy of weakly bound molecules in ultracold Fermi gas, Chin. Phys. B, Vol. 23, 1 013402 (2014).
- [14] 柴世杰, 王鹏军, **付正坤**, 黄良辉, 张靖, “玻色-费米气体量子简并光学偶极阱的设”, 量子光学学报, 18, 171 (2012) .

致 谢

在我的博士论文完成之际，我在光电所的研究生学习生活也即将结束。不知不觉已经在这里度过了六个春秋，在即将离开的时候才发现自己对这里竟然是如此的不舍。当我在电脑上敲下“致谢”两个字后，望着窗外初夏的夜空，沉默许久，回首往事，百感交集，感触颇多。

首先衷心感谢我的导师张靖教授。张老师严谨的治学态度，渊博的学术知识，熟练的实验技能，忘我的工作精神，敏锐的洞察力是我们年轻学子学习的楷模；悉心的实验指导，耐心的理论讲解使得我在求学的道路上顺风顺水；严格的要求和充分的肯定给我压力和动力，使我不断前进；贴心的生活关怀给我营造了一个宽松的生活环境；多次的交流学习机会使我开阔了视野。谢谢张老师给我建议，给我支持，给我鼓励，给我机会，给我关心，给我宽容，给我信任，给我理解。我论文中的工作从想法到实验，再到撰写、修改、定稿，都凝结了张老师的无数的心血和智慧。跟随张老师学习的这六年经历，是我一生中最宝贵的财富。

在这六年当中，光电所给了我太多太多的东西，也教会了我很多很多的事情和道理。这里浓厚的科研氛围，良好的学习环境，超前的实验想法以及先进的实验条件让我接触到了最活跃的科学思想，受到了良好的科研训练，走在了超冷原子物理研究的世界前沿，为以后的工作和学习奠定了坚实的基础。感谢德高望重的彭堃堃院士和谢常德教授为我们撑起这一片学术的蓝天，他们做人，做事，做学问的认真态度和奉献精神深深地感动和鼓励着我，他们的对科学的执着和不懈追求是我学习的榜样，使我终身受益。同样，其他小组的各位老师也给了我很大的帮助，感谢张天才教授、张宽收教授、郜江瑞教授、王军民教授、王海教授、张俊香教授、李永民教授、李刚老师、李淑静老师、贾晓军老师、苏晓龙老师、冯晋霞老师在实验上的帮助和支持以及在报告上讨论，使我的视野更加开阔，思维更加灵活。

感谢玻色-费米混合气体冷却实验室的每一位成员。感谢亦兄亦师的师兄熊德智和王鹏军在实验中的耐心讲解和指导，与他们朝夕相处的实验中我学会了很多东西；感谢叶晨光师兄、陈海霞师姐、高峰师兄、于旭东师兄对实验基本知识的指导和帮助；感谢师弟柴世杰、黄良辉、彭鹏在实验上的默契的配合；感谢邱克、霍强、程峰钰、孟增明、张岩、陈良超、王芳、李卫、王亚琼、樊浩同学在实验和生活上的帮助。特别感谢王亚琼同学对初稿错别字的校正。

感谢光电研究所办公室、机加工车间、电子车间的各位老师和师傅们六年来的帮

助，有他们的不懈支持，实验才能以最快速度进行。

感谢多年来一直在我身边鼓励、支持我的朋友们。谢谢赵兴波、张利军、曾朝旭、陈瑞云、游茂林等不同时期的舍友在生活上的照顾；感谢物理电子工程学院的 2008 级硕士及 2010 级博士的同学；谢谢在王强、王彦龙、程永喜、张文学等好友多年来的关怀和帮助。在山大的十多年间应该感谢的人太多太多，名字在这里已经无法一一提及。

最需要感谢的是我那面朝黄土背朝天的父亲和母亲。他们不但给了我强健的身体和聪明的头脑，含辛茹苦地把我养大，而且在我二十多年的求学道路上默默地支持和鼓励我，给我最大限度的选择权。最近几年，每年在家陪伴父母的日子越来越少，想起背已微驼的母亲和鬓生白发的父亲，自己如今却仍无以回报，心中倍感愧疚。感谢我的哥哥、嫂子和两个可爱的侄子，是他们陪伴在父母身旁，使我能安心于自己的学业。感谢所有的亲人对我的支持和照顾。

在山大的这些年，我付出的是精力和时间，收获的不仅仅是大学文凭和博士学位。即将离开校园，我向母校山西大学以及所有支持和帮助过我的人说声：谢谢！

付正坤

二〇一四年初夏于德秀公寓

个人简历及联系方式

◆个人概况

姓名：付正坤 性别：男
出生年月：1983.02 政治面貌：中共党员
民族：汉 婚姻状况：未婚
籍贯：河北省肥乡县
联系电话：13403432305
电子邮箱：fuzhengkun2007@163.com

◆教育经历

2008.9 – 2014.7	山西大学光电研究所 量子光学与光量子器件国家重点实验室	硕博连读
2003.9 – 2007.7	山西大学物理电子工程学院	本科
1999.9 – 2003.6	河北省肥乡县第一中学	高中

承 诺 书

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

作者签名：

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