



山西大学
SHANXI UNIVERSITY

2024 届硕士学位论文

超冷 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ Feshbach 分子 激发谱的研究

作者姓名	贾 甜
指导教师	张 靖 教授 王鹏军 教授
学科专业	光学
研究方向	超冷分子
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	2021 年 9 月至 2024 年 6 月

二〇二四年六月

山西大学

2024 届硕士学位论文

超冷 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ Feshbach 分子 激发谱的研究

作者姓名 贾 甜

指导教师 张 靖 教 授

王鹏军 教 授

学科专业 光学

研究方向 超冷分子

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 2021 年 9 月至 2024 年 6 月

二〇二四年六月

Thesis for Master's degree, Shanxi University, 2024

Research of the Hyperfine Excited State Spectroscopy of
 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ Molecules

Student Name Tian Jia

Supervisor Prof. Jing Zhang

Prof. Peng-jun Wang

Major Optics

Specialty Ultracold Molecular

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

Research Duration 2021.09-2024.06

June, 2024

中文摘要

超冷分子由于具有复杂的能级结构和长程偶极相互作用，使得其在量子化学、精密测量、量子模拟和量子计算领域具有广阔的应用前景。长期以来，科学家们一直致力于如何制备高密度的超冷分子样品。实验上制备超冷分子的方法有两种：直接激光冷却分子和缔合超冷原子合成分子。其中缔合超冷原子合成分子相较于直接激光冷却而言，能够获得 nK 温度量级的分子样品。实验中通过磁缔合 ^{23}Na 原子和 ^{40}K 原子来合成 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ Feshbach 分子，然后通过受激拉曼绝热通道（STIRAP）的方法制备得到 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 绝对振转基态分子。

由于分子基态和激发态超精细能级众多，且分子超精细能级间间隔很小。为了能够制备得到数量尽可能多且纯的基态分子，需要知道精确的分子能级位置以及确保 STIRAP 过程中激光的稳定性，而 STIRAP 转移效率和不同最低振转能级的超精细态制备都依赖于在 STIRAP 过程中分子激发态能级的选择，因此实验上对分子激发态的超精细能级激发谱的精确测量和标定十分重要。为了精确标定分子激发态超精细能级以及操控分子量子态，本文基于 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ Feshbach 分子，详细研究了 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 激发态 $B^1\Pi|v=4, J=1\rangle \sim c^3\Sigma^+|v=25, N=1, J=1\rangle$ 的超精细能级结构以及搭建了微波系统来实现基态与第一转动态的相干耦合。

本文首先理论分析了双原子分子的能级结构，包括角动量之间的耦合定则（洪德耦合规则）和分子能级间的表象变换；其次通过理论计算和实验测量得到了 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 分子激发态 $B^1\Pi|v=4, J=1\rangle \sim c^3\Sigma^+|v=25, N=1, J=1\rangle$ 的超精细能级，给出了该激发态的精确能级频率和能级表示；最后介绍了制备 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 分子基态的过程，包括 STIRAP 激发的锁定，STIRAP 光路的搭建，以及利用此装置制备绝对振转基态分子的过程。

制备完成基态分子后，为了操控 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 分子的量子态，我们尝试制备基态与第一转动态的相干态。搭建了微波装置，利用微波耦合了分子基态与第一转动激发态，测量得到了第一转动态的超精细能级以及不同偏振微波下的耦合强度，实现了 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 分子第一转动态的制备。

关键词：Feshbach 分子；激发态光谱；超精细能级结构；超冷极性分子；量子态操控

ABSTRACT

Ultracold molecules have broad applications in quantum chemistry, precision measurement, quantum simulation, and quantum computing by complex level structures and long-range dipole interactions. How to create ultracold dense molecular samples has been a long-term goal in this field. Experimentally, there are two general methods to prepare the ultracold molecule: laser cooling or associating the ultracold atoms. Due to the complexity of molecular level structure, laser cooling is only applicable to some special molecules and is not universal. Compared with direct laser cooling, the biggest advantage of associating ultracold atoms is the ability to obtain molecular samples on the nK temperature scale. In our experiments, we prepared the $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ Feshbach molecules by magnetically associating ^{23}Na and ^{40}K atoms, then the $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ absolute rovibrational ground state molecules were prepared by stimulated Raman adiabatic (STIRAP).

Due to the large number of hyperfine energy levels in the ground and excited states of the molecule and the small spacing between molecular hyperfine energy levels. In order to prepare as many ground state molecules as possible, it is necessary to know the precise position of molecular levels and ensure the stability of laser in the STIRAP process. The transfer efficiency of STIRAP and the preparation of hyperfine states with different vibrational levels depend on the selection of excited state levels in STIRAP process. Therefore, it is very important to accurately measure and calibrate the excitation spectrum of excited state. In order to accurately calibrate the hyperfine energy levels of molecular excited states and to manipulate molecular quantum states, the hyperfine energy spectroscopy in the excited state $B^1\Pi|v=4, J=1\rangle \sim c^3\Sigma^+|v=25, N=1, J=1\rangle$ of $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ is measured and we try to build microwave system to realize coherent coupling of the ground state to the first rotation excited state, which based on the Feshbach molecule.

The level of diatomic molecules is analyzed theoretically, including the coupling rule between angular momentum (Hund's case) and the representation transformation between molecular levels. The calculation process and experimental measurement of hyperfine level of excited state $B^1\Pi|v=4, J=1\rangle \sim c^3\Sigma^+|v=25, N=1, J=1\rangle$ is explained in detail, and the exact energy frequency and level representation of the excited state are given. The

sequence of create $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ Feshbach molecule, the construction of the STIRAP optical path, and the preparation of the absolute rovibrational and hyperfine ground state using this device are described experimentally.

After preparing the ground state molecule, in order to manipulate the quantum state of the $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ molecule, we attempted to prepare the coherent state of the ground state with the first rotation excited state. we tried to use microwave to couple the ground state with the first rotation excited state, measured the hyperfine level of the first rotational excited state and the coupling intensity under different polarization microwave, which prepared the $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ molecule of the first rotation excited state.

Keywords: Feshbach molecule; Excited state spectroscopy; Hyperfine structure; Ultracold polar molecule; Quantum state manipulation

目录

中文摘要	I
ABSTRACT	III
1 绪论	1
1.1 超冷极性双原子分子的研究进展	1
1.2 本文的主要工作	4
2 双原子分子的能级结构	5
2.1 双原子分子能级结构	5
2.2 双原子分子中角动量之间的耦合	6
2.2.1 洪德耦合规则 (a)	7
2.2.2 洪德耦合规则 (b)	8
2.2.3 洪德耦合规则 (c)	8
2.2.4 洪德耦合规则 (d)	9
2.2.5 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 分子态基矢表示	10
2.3 双原子分子能级间表象变换	11
2.4 本章小节	12
3 超冷 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 分子激发态能级	13
3.1 Feshbach 分子的合成	13
3.2 激发态能级的选择	14
3.3 $B^1\Pi \sim c^3\Sigma^+$ 激发态理论分析	15
3.3.1 精细结构 H_{fine} 分析	16
3.3.2 超精细结构 $H_{\text{Z,hf}}$ 分析	16
3.4 $B^1\Pi \sim c^3\Sigma^+$ 激发态实验测量	20
3.4.1 双边带调制 PDH 激光稳频技术	20
3.4.2 激发光光路的搭建	22
3.4.3 Feshbach 分子激发谱的测量	23
3.5 本章小节	26
4 超冷 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 分子基态在第一转动态的制备	29
4.1 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 基态分子的制备	29

4.2 微波系统的搭建	31
4.3 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 第一转动态分子的实验研究	33
4.3.1 $ J=0\rangle \rightarrow J=1\rangle$ 基态分子的光谱测量	33
4.3.2 微波耦合强度测量	36
4.4 本章小节	39
5 总结与展望	41
参考文献	43
攻读学位期间取得的研究成果	51
致 谢	53
个人简介及联系方式	55
承 诺 书	56
学位论文使用授权说明	57

Contents

Chinese Abstract	I
Abstract	III
Chapter 1 Introduction	1
1.1 The development of ultracold polar diatomic molecule	1
1.2 The main work of this article	4
Chapter 2 The level of the diatomic molecule	5
2.1 Diatomic molecular level structure	5
2.2 Coupling between angular momenta in diatomic molecules	6
2.2.1 Hund's coupling case (a)	7
2.2.2 Hund's coupling case (b)	8
2.2.3 Hund's coupling case (c)	8
2.2.4 Hund's coupling case (d)	9
2.2.5 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ molecular state vector representation	10
2.3 Representation transformation between the energy levels of diatomic molecule	11
2.4 Conclusions	12
Chapter 3 The excited state energy level of an ultracold $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ molecule	13
3.1 Preparation of Feshbach molecule	13
3.2 The choice of excited level	14
3.3 Theoretical analysis of excited state $B^1\Pi \sim c^3\Sigma^+$	15
3.3.1 The analyze of fine structure H_{fine}	16
3.3.2 The analyze of hyperfine structure $H_{\text{Z,hf}}$	16
3.4 Experimental measurement of excited state $B^1\Pi \sim c^3\Sigma^+$	20
3.4.1 Sideband modulation PDH laser frequency stabilization technology	20
3.4.2 Excitation light path construction	22
3.4.3 Measurement of the excitation spectrum of the Feshbach molecule	23
3.5 Conclusions	26
Chapter 4 Preparing of the ground state and the first rotation excited state	29

4.1 Creation of $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ molecule in the absolute ground state	29
4.2 The construction of microwave system	31
4.3 Research of microwave shielding $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ ground-state molecules	33
4.3.1 Spectral measurement of ground state molecule $ J=0\rangle \rightarrow J=1\rangle$	33
4.3.2 Measurement of microwave coupling strength	36
4.4 Conclusions	39
Chapter 5 Conclusion and outlook	41
Reference	43
Research achievements	51
Acknowledgment	53
Personal profiles	55
Letter of commitment	56
Authorization statement	57

1 绪论

1.1 超冷极性双原子分子的研究进展

超冷分子由于具有复杂的能级结构, 使得其在量子化学、精密测量、量子模拟, 量子计算领域具有广阔的应用前景^[1-5]。超冷极性分子拥有固有的永久电偶极矩, 其中偶极-偶极的相互作用是长程、各向异性和可调的^[6], 可以通过调节外部电场实现相互作用的调控, 根据这些特性使分子有望产生新的组合类型, 如费米子分子的拓扑超流动性^[7,8]、二维系统之间的层间配对^[9,10]以及偶极量子晶体的形成^[11]。相对于超冷原子系统而言, 分子提供了原子气体所没有的微观自由度, 这赋予了分子独特的性质来研究新的物理现象^[12], 例如利用偶极-偶极相互作用通过 Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) 微观理论配对产生分子超流体, 极性分子的玻色-爱因斯坦凝聚 (BEC) 作为一种强各向异性相互作用的粒子组成量子流体, 从而大大增强多体量子现象的研究和应用。分子还拥有很大跨度的能级跃迁频率, 从 KHz 到几百 THz, 使其在不同系统之间的量子信息传输和多尺度量子物理研究中具有独特的优势。

为了获得高密度的超冷分子, 在过去几十年里, 科学家们一直致力于研究分子的俘获与冷却, 制备超冷分子的方法主要分为直接激光冷却^[13]和利用超冷原子混合物合成超冷分子^[14]。直接激光冷却是在已合成分子的基础上对分子直接冷却, 这种方法适用于某些特殊的分子, 例如 OH、SrF、YO、CaF^[15]、SrOH^[16]、BaH^[17]、CH、AlF^[18]等。直接激光冷却的难点在于如何高效的制备高质量的冷分子束, 因此实验中通过直接冷却分子获得超冷分子样品十分困难^[19-23]。目前获得 nK 温度量级分子样品的唯一途径是利用受激拉曼绝热 (STIRAP, stimulated Raman adiabatic passage) 技术将处在 nK 量级的原子合成制备到绝对基态的分子。近年来, STIRAP 技术已成功应用于制备最低振动基态的超冷碱金属双原子分子, 目前通过此方法成功制备到振转基态的双原子分子有玻色型分子 $^{133}\text{Cs}_2$ ^[24,25]、 $^6\text{Li}^{40}\text{K}$ ^[26]、 Sr_2 ^[27,28]、 $^{87}\text{Rb}^{133}\text{Cs}$ ^[29,30]、 $^{23}\text{Na}^{87}\text{Rb}$ ^[31]、 $^{23}\text{Na}^{39}\text{K}$ ^[32]、 $^{23}\text{Na}^{133}\text{Cs}$ ^[33] 和费米型分子 $^{87}\text{Rb}^{40}\text{K}$ ^[34]、 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ ^[35,36]、 $^{23}\text{Na}^6\text{Li}$ ^[37]。实验上使用分别为泵浦光和斯托克斯的两束光场将 Feshbach 分子态与分子基态耦合, 再控制两个跃迁拉比频率随时间变化, 将弱束缚态的 Feshbach 分子绝热地转移到所需的最低振转分子基态, 从而实现基

态分子的高效率制备^[38]。

基于基态分子的合成，中科大赵博小组对超冷分子与超冷原子之间的碰撞进行了研究，通过扫描磁场测量得到了 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 基态分子与 ^{40}K 原子多个超精细态的 Feshbach 共振点^[39]。在 2021 年，同一小组在 Feshbach 共振区利用射频脉冲驱动 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 分子和 ^{40}K 原子之间 Feshbach 共振附近的自由束缚跃迁，合成 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}+^{40}\text{K}$ 分子，然后通过监测基态分子的损失，发现分子数损耗是随着磁场变换的，由此间接证明了三原子分子的合成。随后在 2022 年，该小组通过射频解离直接探测到了三原子分子，这一现象直接证实了三原子分子的合成，实验检测到在约 100 nK 的温度下生成了约 4000 个三原子分子^[40]。

虽然通过缔合可以将处于量子简并的原子混合物合成量子简并的分子气体，然而直接蒸发冷却获得超冷致密长寿命的分子仍然十分困难。这是由于分子在束缚阱中会被电场或光场极化，使分子在短距离内存在强烈的偶极相互作用，造成分子剧烈的碰撞损失^[41]。近期研究表明，分子在没有外场时偶极矩是不定向的，但如果在分子上附加一个外场，分子就可以通过特殊的静电场或者微波场实现旋转能级间的跃迁^[42]，使分子对之间旋转能级能够彼此共振，减少由于分子之间的碰撞引起的损耗。

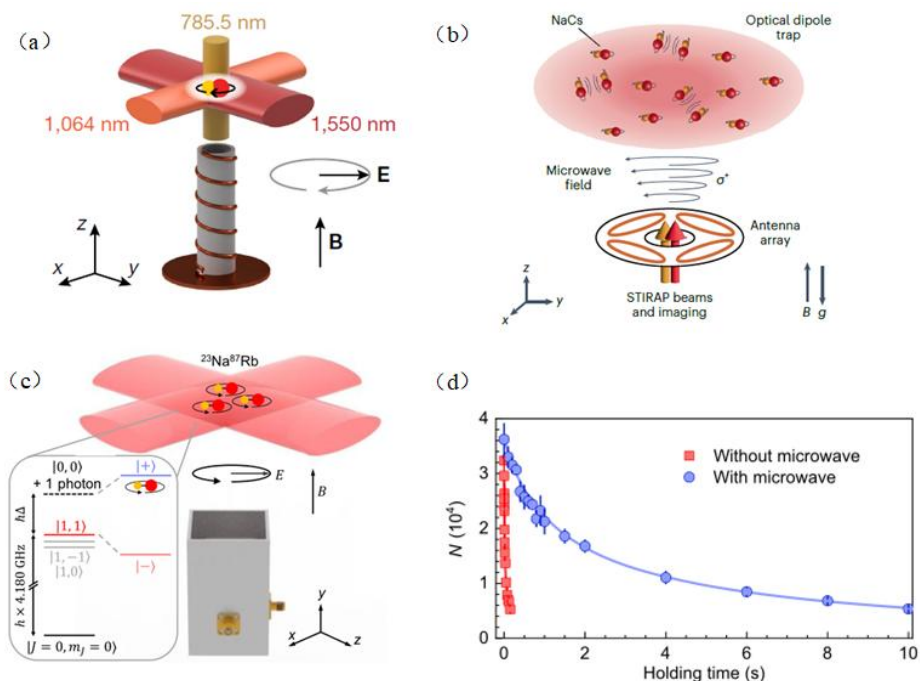


图 1-1 (a) 螺旋天线图 (b) 椭圆环形天线图 (c) 波导天线图 (d) 有无微波基态分子寿命

Fig. 1-1 (a) Spiral antenna (b) Elliptical circular antenna (c) Waveguide antenna (d) Molecular lifetime

图片来源：图片取自[51]。

利用圆极化交流电场抑制非弹性碰撞的概念最早在二十世纪九十年代提出。在此期间，已经在磁光阱中观察到了碱金属原子的光学屏蔽^[43-45]，随后在理论中做出了解释^[46-47]。微波屏蔽在早期建议使用大失谐和拉比频率来实现微波屏蔽，然而，微波修饰的分子通常比光修饰的原子表现出更弱的共振偶极相互作用，因此需要更大的拉比频率来获得最佳屏蔽效果^[48-49]。随后人们计算探讨了不完全圆偏振的屏蔽效果^[50]，这些理论指导了实验上微波屏蔽的实现。

最近微波屏蔽被用于极性分子的碰撞研究。微波屏蔽的目的是诱导排斥相互作用，防止在短距离造成分子的剧烈损失。通过调控这种相互作用势，我们可以在微波屏蔽的极性分子之间诱导散射场链共振，使我们能够像通过 Feshbach 共振控制超冷原子一样，控制分子间散射长度。目前，已经通过微波诱导跃迁到旋转能级实现分子寿命延长的小组有：Max Planck 量子光学研究所 Bloch 小组于 2022 年通过自制圆极化螺旋天线微波耦合基态分子，提高了分子间弹性碰撞率，将费米型分子 NaK 蒸发冷却到了 21 nK，相当于费米温度的 0.36 倍^[51]；香港大学的王大军小组利用波导天线使玻色型分子 NaRb 弹性碰撞损失率与非弹性碰撞损失率达到了 1.7 倍，相空间密度提高了 10 倍^[52]；哥伦比亚大学 Will 小组使用通过微波场链共振使得玻色型分子 NaCs 寿命延长到秒量级^[53]。

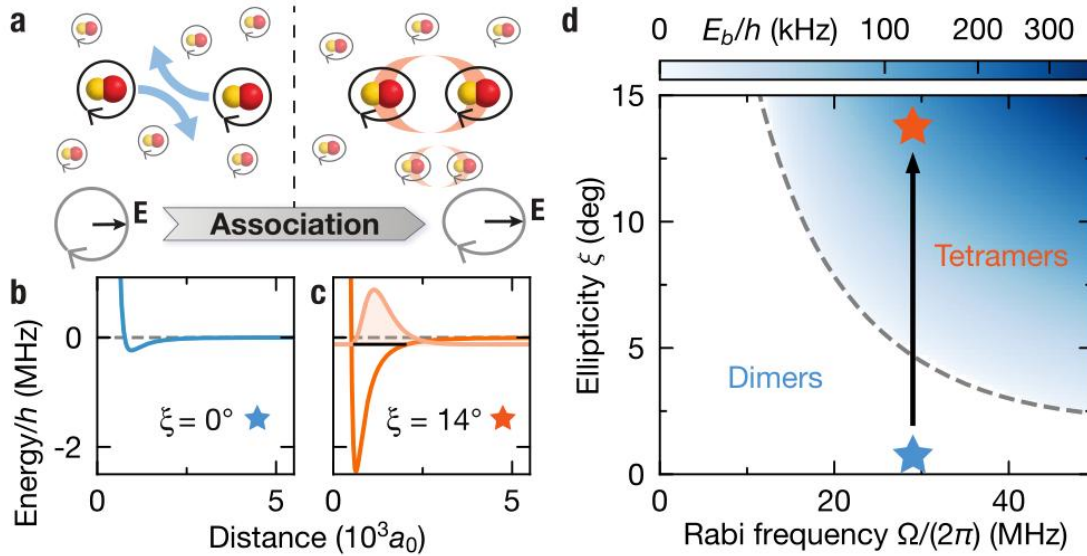


图 1-2 场链四聚体的电缔合

Fig. 1-2 Electroassociation of field-linked tetramers

注 1：(a) 微波修饰的 NaK 二聚体随微波极化从圆形变为椭圆形而缔合成 $(\text{NaK})_2$ 四聚体 (b) (c) 两个二聚体在和沿微波场接近长轴时的相互作用势 (d) 四聚体的结合能

图片来源：图片取自[54]。

分子冷却领域在近期取得了重大进展,许多小组利用微波场链共振成功制得了超冷致密的简并双原子分子。然而,对于较大的分子,由于其复杂性和极高的非弹性碰撞率,达到超冷状态仍然具有挑战性。在 2023 年 Bloch 小组通过电缔合的方法将超冷致密的简并 NaK 分子合成超冷四原子 $(\text{NaK})_2$ 分子,然后通过微波场解离在 134 nK 的温度下探测到了约 1100 个 $(\text{NaK})_2$ 分子^[54],寿命为 8 ms,这一成果为之后研究新的量子多体现象提供了新的可能性。

1.2 本文的主要工作

本论文是对超冷 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 分子超精细能级激发谱理论计算与实验测量的相关研究。下面将简单介绍本论文每章节的主要研究:

第一章,绪论。本章主要介绍了超冷极性双原子分子的特性以及目前极性分子的研究进展。

第二章,双原子分子的转动能级结构。本章分为三个部分,介绍了双原子分子的能级表示、角动量之间的耦合情况以及分子能级间的表象变换。

第三章,超冷 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 分子激发态能级。本章首先介绍了如何在实验上制备合成 Feshbach 分子,然后根据理论计算与实验测量标定了 Feshbach 分子激发谱,最后选择合适的激发态,制备得到了 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 基态分子。其中重点介绍了激发态超精细能级的理论计算过程以及 Feshbach 分子制备时序和激发光搭建光路。

第四章, $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 分子基态和第一转动态的制备。本章在基态分子快速碰撞损耗的背景下,利用蓝失谐左旋圆极化微波将基态分子耦合到了第一转动激发态。重点介绍了微波天线的设计过程、测量得到了 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 分子第一转动态 $|J = 1\rangle$ 的能级光谱以及微波耦合强度测量的具体过程。

第五章,总结与展望。

2 双原子分子的能级结构

2.1 双原子分子能级结构

分子与原子相比有更复杂的能级结构，除了原子电子态之间的相互作用，还存在原子核间的相对运动。原子核间的相对运动使得分子结构更为复杂，产生了不同于原子的核振动和核转动能级。分子能级系统破坏了原子系统本身的对称性，但就双原子分子而言，原子间存在轴对称性，使得各角动量沿分子轴的投影是守恒的，因此我们可以用 $^{2s+1}\Lambda$ 来表示分子态，式中 S 是电子自旋角动量， Λ 是轨道角动量 L 沿分子轴投影，用 Σ ， Π ， Δ ……来标定 $\Lambda=0, 1, 2, \dots$ 的电子态， Ω 为电子总角动量 J 沿分子核间轴的投影，取值可以从 $|\Lambda-S|$ 取到 $|\Lambda+S|$ 。对于碱金属原子而言，最外层只有一个电子，原子内部电子被原子核深深束缚，因此我们通常只考虑最外层电子的电子态。用大写字母 X, A, B, C, \dots 分别表示从低到高的单重态， X 表示该能级处于单重态基态，用 a, b, c, \dots 表示三重态。另外，由于电子态波函数存在奇偶对称性，通过沿分子轴对称后符号的变换来确定奇偶性，我们用 $+$ 和 $-$ 来标定分子态的对称性^[55]。本文主要讨论双原子碱金属 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 分子，其中涉及到的分子能级有三重态 Feshbach 分子能级 $a^3\Sigma^+$ ，单重态振转绝对基态分子能级 $X^1\Sigma^+$ ，以及 STIRAP 过程中三重态-单重态简并中间激发态能级 $B^1\Pi$ ， $c^3\Sigma^+$ 。

双原子分子转动能级之间的跃迁最主要取决于所涉及的电子态的类型，因此我们将讨论双原子分子中产生的不同类型的电子态，以及决定转动能级性质和结构的分子相互作用^[56]。转动能级内的精细分裂和超精细分裂以及组分之间的跃迁频率在很大程度上取决于分子种类是否具有封闭或者开放的壳层电子结构。封闭的壳层态电子角动量为零，开放的壳层态电子角动量（轨道角动量 L 或电子自旋角动量 S ）不为零^[56]。对于闭壳层分子，分子内相互作用很小，几乎完全依赖于核自旋磁矩或原子核间电四极矩的相互作用，例如 STIRAP 中间激发态 $B^1\Pi$ ，轨道角动量投影 Λ 与电子自旋角动量 S 量子数都为零。对于具有开壳层电子态的分子，分子内相互作用主要由自旋-轨道耦合提供。其中，由于电子自旋产生的磁矩很大，会与外部磁场发生相互作用形成塞曼分裂，还会与核自旋磁矩相互作用形成核的超精细能级分裂。电子自旋磁矩 μ_B 比核磁矩 μ_N 大两千多倍，因此开壳层分子态的超精细能级分裂主要来自电子自旋的贡献，由电子自旋角动量 S 沿外加磁场作进动引起。 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 分子单重态振转基态分子 $X^1\Sigma^+$ ，Feshbach 态 $a^3\Sigma^+$ 与 STIRAP 中间激发态

$c^3\Sigma^+$ 角动量量子数不为零，因此 $X^1\Sigma^+$ ， $a^3\Sigma^+$ ， $c^3\Sigma^+$ 都为开壳层电子态。

2.2 双原子分子中角动量之间的耦合

为了得到更精确的分子能级，需要考虑双原子分子中角动量耦合的规律。在理想的情况下，能够根据分子内部不同相互作用的强弱来判断角动量耦合的先后顺序，进而确定分子态的好量子数，表征分子能级，研究不同分子态之间的跃迁规律，理解光谱特性。

不同的角动量之间耦合的强弱对原子间相互作用产生不同的影响：

- (1) 静电相互作用 V_{el} ：电子轨道角动量 L 与分子轴的耦合强度，使 L 沿分子轴形成投影 Λ ；
- (2) 自旋轨道相互作用 V_{SO} ：轨道角动量 L 与电子自旋角动量 S 的耦合强度；
- (3) 转动相互作用 V_{ROT} ：电子轨道角动量 L 和自旋角动量 S 与核转动角动量 R 的耦合强度^[55]。

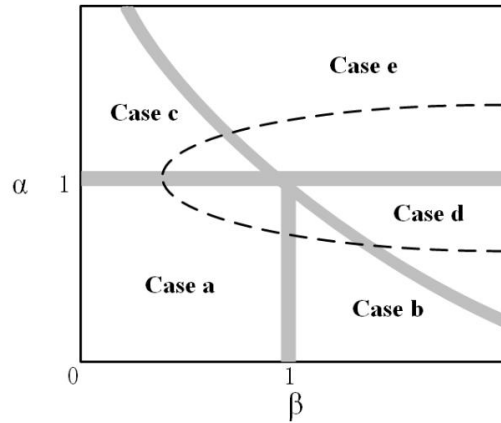


图 2-1 不同洪德耦合规则随 α 和 β 的变化

Fig. 2-1 Different Hund's case and change with α and β

注 2：其中 $\alpha = \omega_{\text{SO}} / \omega_{\text{el}}$ ， $\beta = \omega_{\text{ROT}} / \omega_{\text{SO}}$ ，阴影部分是区分不同耦合规则区域的边界，跨越边界意味着耦合情况的改变，虚线代表耦合情况改变的可能路径之一

图片来源：图片取自[57]。

文献[57]用两个变量 $\alpha = \omega_{\text{SO}} / \omega_{\text{el}}$ 和 $\beta = \omega_{\text{ROT}} / \omega_{\text{SO}}$ 来表示角动量之间耦合的强弱，其中 ω_{el} 、 ω_{SO} 和 ω_{ROT} 分别表示静电相互作用 V_{el} 、自旋轨道相互作用 V_{SO} 和转动相互作用 V_{ROT} 。如图 2-1，当 $\alpha < 1$ 且 $\beta < 1$ 时， $\omega_{\text{el}} > \omega_{\text{SO}} > \omega_{\text{ROT}}$ ，相应的 $V_{\text{el}} > V_{\text{SO}} > V_{\text{ROT}}$ ，角动量间的耦合满足耦合规则 (a)，其余耦合情况也可以根据 α 和 β 的大小来判断。下面将根据不同情况下角动量之间耦合的强弱介绍洪德耦合规则，得出不

同分子能态的基矢表示。

表 2-1 双原子分子角动量之间的耦合情况

Tab. 1-1 Coupling of angular momenta between diatomic molecules

角动量耦合情况	耦合强度	好量子数	基矢表示
Hund's case (a)	$V_{el} > V_{SO} > V_{ROT}$	$\Lambda, S, \Sigma, J, \Omega$	$ \Lambda, S, \Sigma, J, \Omega, m_J\rangle$
Hund's case (b)	$V_{el} > V_{ROT} > V_{SO}$	Λ, N, S, J	$ \Lambda, N, S, J, m_J\rangle$
Hund's case (c)	$V_{SO} > V_{el} > V_{ROT}$	J_a, Ω, J	$ J_a, \Omega, J, m_J\rangle$
Hund's case (d)	$V_{ROT} > V_{el} > V_{SO}$	L, R, N, S, J	$ L, R, N, S, J, m_J\rangle$

注 3: V_{el} 表示电子哈密顿量, V_{SO} 表示自旋轨道耦合哈密顿量, V_{ROT} 表示核转动哈密顿量

2.2.1 洪德耦合规则 (a)

在洪德规则 (a) 中, 角动量之间耦合强度 $V_{el} > V_{SO} > V_{ROT}$:

(1) 由于电子与原子核之间的强静电相互作用 V_{el} , 电子轨道角动量 L 与分子轴耦合作用最强, L 沿分子轴形成投影 Λ ; ($\alpha < 1$)

(2) 自旋轨道耦合 V_{SO} 依然很强, L 与电子自旋角动量 S 耦合, 使 S 沿分子轴形成投影 Σ , Σ 与 Λ 形成角动量投影 Ω ; ($\beta < 1$)

(3) 最后由于受核转动相互作用 V_{ROT} , Ω 和原子核的旋转角动量 R 耦合形成总电子角动量 J [58]。

分子态的波函数可以根据它们的好量子数来确定, 因此洪德规则 (a) 的波函数可以用 $|\Lambda, S, \Sigma, J, \Omega, m_J\rangle$ 来表征。

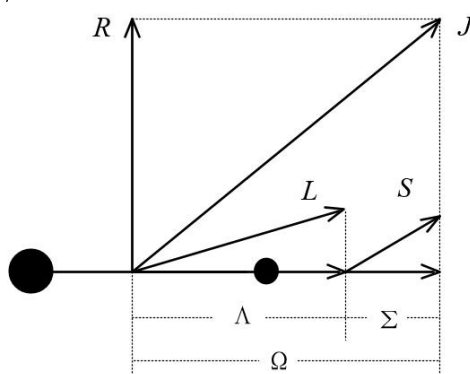


图 2-2 洪德角动量耦合规则 a

Fig. 2-2 Hund's coupling case (a)

2.2.2 洪德耦合规则 (b)

考虑洪德规则 (b)，角动量之间耦合强度 $V_{\text{el}} > V_{\text{ROT}} > V_{\text{SO}}$ ：

(1) 轨道角动量 L 与分子轴耦合 V_{el} 仍然最强，电子轨道角动量 L 沿分子轴形成投影 Λ ；($\alpha < 1$)

(2) 受核转动相互作用 V_{ROT} ，轨道角动量投影 Λ 和原子核的旋转角动量 R 耦合合成轨道旋转角动量 N ，最后 N 和 S 再耦合形成总电子角动量 J [59]；($\beta > 1$)

(3) L 和电子自旋角动量 S 之间的自旋轨道相互作用 V_{SO} 很弱，可忽略不计。

此时，轨道角动量 L 沿分子轴投影 $\Lambda=0$ ，电子自旋角动量 S 不再与核间轴耦合，角动量耦合符合洪德规则 (b) 的分子态好量子数为 Λ, N, S, J ，因此能级可以表示为 $|\Lambda, N, S, J, m_J\rangle$ [60]。当自旋角动量 $S=0$ ，即分子态为单重态时，轨道旋转角动量 N 即为总电子角动量 J 。此为洪德定则 (b) 的特殊情况洪德定则 (b')。

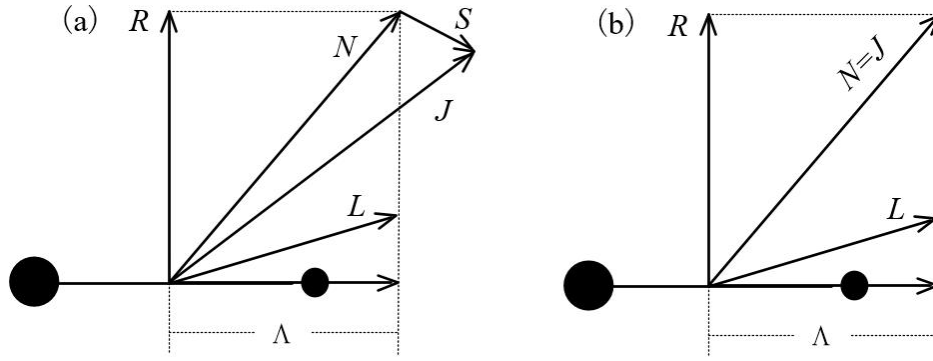


图 2-3 (a) 洪德角动量耦合规则 b, (b) 洪德角动量耦合规则 b'

Fig. 2-3 (a) Hund's coupling case b (b) Hund's coupling case b'

2.2.3 洪德耦合规则 (c)

考虑洪德规则 (c)，角动量之间耦合强度 $V_{\text{SO}} > V_{\text{el}} > V_{\text{ROT}}$ ：

(1) 自旋轨道磁矩相互作用 V_{SO} 最强， L 先和 S 耦合形成角动量 J_a ；($\alpha > 1$)

(2) 轨道角动量 L 和分子核间轴耦合强度 V_{el} 次之， J_a 沿分子核间轴形成投影 Ω ；($\beta < 1$)

(3) 核转动相互作用 V_{ROT} 最弱， Ω 最后和原子核旋转角动量 R 耦合形成总角动量 J 。

之前讨论的都是轨道角动量和分子核间轴耦合很强时的情况，洪德规则 (c) 轨道角动量 L 和自旋角动量 S 之间的耦合比和分子轴耦合与核转动耦合都强 [56]，此时，量子数 Λ, Σ 都不再被定义，满足洪德规则 (c) 的分子态可以用

$|J_a, \Omega, J, m_J\rangle$ 表示。

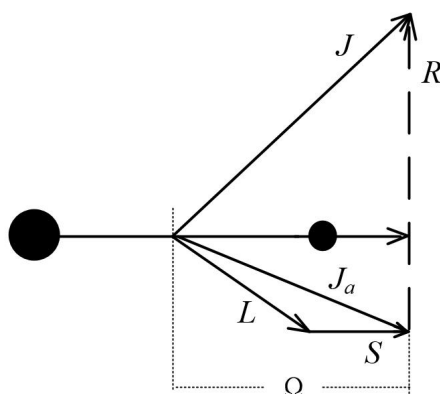


图 2-4 洪德角动量耦合规则 c

Fig. 2-4 Hund's coupling case (c)

2.2.4 洪德耦合规则 (d)

考虑洪德规则 (d)，角动量之间耦合强度 $V_{\text{ROT}} > V_{\text{el}} > V_{\text{SO}}$ ：

(1) 当转动相互作用 V_{ROT} 比静电相互作用 V_{el} 强时， L 先和核旋转角动量 R 耦合成轨道旋转角动量 N ；($\beta > 1$)

(2) 之后轨道旋转角动量 N 和自旋角动量 S 耦合成总角动量 J [56]；($\alpha < 1$)

(3) 自旋轨道相互作用 V_{SO} 很弱，可忽略不计。

此时，轨道角动量 L 与自旋角动量 S 耦合 V_{SO} 很弱，且与分子轴耦合 V_{el} 也较弱时，主要依靠核转动相互作用 V_{ROT} 。角动量耦合满足洪德规则 (d) 的分子态用 $|L, R, N, S, J, m_J\rangle$ 表征。例如里德堡分子的核外电子与分子轴的相互作用非常弱，里德堡分子电子态角动量之间的耦合就满足洪德规则 (d) [56]。

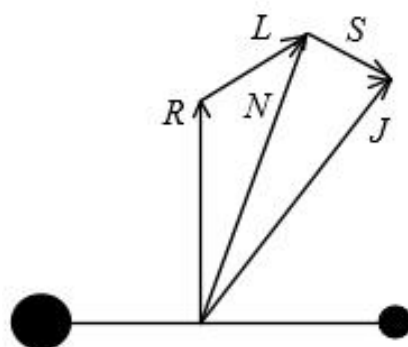
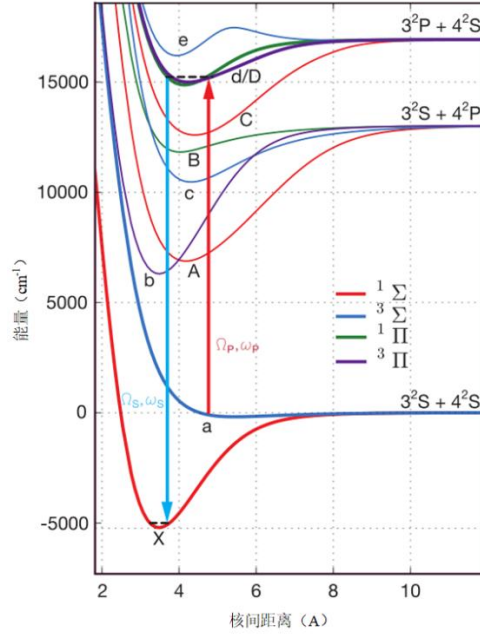


图 2-5 洪德角动量耦合规则 d

Fig. 2-5 Hund's coupling case (d)

2.2.5 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 分子态基矢表示

图 2-6 为 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 分子的势能曲线图，通过频率分别为 ω_p ， ω_s 和拉比频率 Ω_p ， Ω_s 的两束光耦合，将 Feshbach 分子态 $|F\rangle$ 绝热地转移到绝对振转基态 $|G\rangle$ 。初始 Feshbach 分子态 $|F\rangle$ 为三重态 $a^3\Sigma^+$ ，终态绝对振转基态 $|G\rangle$ 为单重态 $X^1\Sigma^+$ ，中间激发态 $|E\rangle$ 必须同时包含三重态和单重态特征，可能的选择为 $b^3\Pi/A^1\Sigma$ 、 $c^3\Sigma^+/b^3\Pi$ 、 $c^3\Sigma^+/B^1\Pi$ 和 $D^1\Pi/d^3\Pi$ 。目前通过 STIRAP 过程成功将 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 分子制备到基态的实验小组所用的中间激发态有 $D^1\Pi/d^3\Pi$ 和 $c^3\Sigma^+/B^1\Pi$ 。

图 2-6 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 分子的势能曲线Fig. 2-6 Potential energy curves of $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ molecules

图片来源：图片取自[61]。

分析所用电子态角动量的耦合情况。碱金属双原子有很强的静电相互作用，使得分子轨道角动量 L 和分子轴耦合形成投影，因此碱金属双原子分子的能态角动量之间的耦合主要与洪德规则 (a) 和 (b) 有关^[55]。实验上我们研究 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ Feshbach 分子合成基态分子的过程，包含的能级有 $a^3\Sigma^+$ 、 $X^1\Sigma^+$ 、 $D^1\Pi/d^3\Pi$ 和 $c^3\Sigma^+/B^1\Pi$ ，其中 $B^1\Pi$ 、 $d^3\Pi$ 和 $D^1\Pi$ 态轨道角动量 L 在分子核间轴上的投影 $\Lambda=1$ ，因此轨道角动量 L 与分子轴耦合形成的静电相互作用强烈，角动量之间的耦合都满足洪德规则 (a)，超精细能级用 $|\Lambda\Sigma\Omega J m_J m_{iNa} m_{iK}\rangle$ 表示；而 $a^3\Sigma^+$ 、 $c^3\Sigma^+$ 态轨道角动量 L 在分子核间轴投影 $\Lambda=0$ ，自旋角动量 $S\neq 0$ ，因此这两个态角动量之间的耦合都满足洪德规则 (b)，用 $|\Lambda NS J m_J m_{iNa} m_{iK}\rangle$ 来表示， $X^1\Sigma^+$ 态轨道角动量 L 在分子

轴投影 Λ 与自旋角动量都等于零，所以 $X^1\Sigma^+$ 态角动量耦合满足洪德规则 (b')，用 $|Jm_Jm_{iNa}m_{iK}\rangle$ 来表示。

2.3 双原子分子能级间表象变换

介绍了分子能级及分子态角动量之间的耦合规律后，可以根据角动量间的相互作用得出分子的精细结构。若要了解分子的超精细结构，我们还需要考虑分子核自旋成分。下面我们介绍双原子分子中总电子角动量 J 与两原子核自旋的耦合，及非耦合表象向耦合表象变换的规律。

以 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 分子为例，总电子角动量 J 先与 ^{23}Na 原子核自旋 I_{Na} 耦合形成角动量 F_1 ，之后角动量 F_1 再和 ^{40}K 原子的核自旋 I_K 耦合成总的角动量 F ，总角动量 $\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{I}_K = \vec{J} + \vec{I}_{Na} + \vec{I}_K$ ，在高磁场下 F 又劈裂成 $(2F+1)$ 个态，用 m_F 表示，其中 m_F 为总角动量 F 沿磁场轴向的投影，此时耦合能级可以用 $|F, m_F\rangle$ 表示。因此，在耦合过程中能级态发生了变化，从非耦合基矢 $|J, m_J, m_{iNa}, m_{iK}\rangle$ 变换到耦合基矢 $|F_1, m_{F1}, I_K, m_{iK}\rangle$ ，之后二次耦合变为 $|F, m_F\rangle$ [62]。

下面我们讨论耦合基矢 $|F, m_F\rangle$ 在非耦合基矢 $|J, m_J, m_{iNa}, m_{iK}\rangle$ 下的展开。由于存在角动量 $\vec{F}_1 = \vec{J} + \vec{I}_{Na}$ 和 $\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{I}_K$ 耦合，需要经过两次 C-G 系数变换。第一步，基矢 $|F_1, m_{F1}\rangle$ 在非耦合基矢 $|J, m_J, m_{iNa}, m_{iK}\rangle$ 下展开 [63]：

$$\begin{aligned} |F_1, m_{F1}\rangle &= \sum_{m_J, m_{iNa}} |J, m_J, I_{Na}, m_{iNa}\rangle \langle J, m_J, I_{Na}, m_{iNa} | F_1, m_{F1} \rangle \\ &= \sum_{m_J, m_{iNa}} |J, m_J, I_{Na}, m_{iNa}\rangle S_{m_J, m_{iNa}, F_1, m_{F1}}^{J, I_{Na}} \end{aligned} \quad (2-1)$$

其中 C-G 系数 $S_{m_J, m_{iNa}, F_1, m_{F1}}^{J, I_{Na}}$ 用 Wigner 3-j 系数表示：

$$S_{m_J, m_{iNa}, F_1, m_{F1}}^{J, I_{Na}} = (-1)^{I_{Na}-J-m_{F1}} \sqrt{(2F_1+1)} \sum_{m_J, m_{iNa}} \begin{pmatrix} J & I_{Na} & F_1 \\ m_J & m_{iNa} & -m_{F1} \end{pmatrix} \quad (2-2)$$

第二步，耦合基矢 $|F, m_F\rangle$ 在表象 $|F_1, m_{F1}\rangle$ 基矢下展开：

$$\begin{aligned} |F, m_F\rangle &= \sum_{m_{F1}, m_{iK}} |F_1, m_{F1}, I_K, m_{iK}\rangle \langle F_1, m_{F1}, I_K, m_{iK} | F, m_F \rangle \\ &= \sum_{m_{F1}, m_{iK}} |F_1, m_{F1}, I_K, m_{iK}\rangle S_{m_{F1}, m_{iK}, F, m_F}^{F_1, I_K} \end{aligned} \quad (2-3)$$

其中 C-G 系数 $S_{m_{F1}, m_{iK}, F, m_F}^{F_1, I_K}$ 用 Wigner 3-j 系数表示：

$$S_{m_{F_1}, m_{iK}, F, m_F}^{F_1, I_K} = (-1)^{I_K - F_1 - m_F} \sqrt{(2F+1)} \sum_{m_{F_1}, m_{iK}} \begin{pmatrix} F_1 & I_K & F \\ m_{F_1} & m_{iK} & -m_F \end{pmatrix} \quad (2-4)$$

2.4 本章小节

本章主要介绍了双原子分子能级结构的表示方法，转动能级不同类型电子态引起的分子相互作用，以及双原子分子角动量之间的耦合。根据不同的耦合方法我们能够得出分子态表示的哈密顿量，进而算出这个能态的波函数，求得该态的能级。

3 超冷 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 分子激发态能级

分子拥有很大跨度的能级跃迁频率，从 KHz 到几百 THz，使其在不同系统之间的量子信息传输和多尺度量子物理研究中具有独特的优势，但是实验中通过直接冷却分子获得超冷分子样品十分困难。目前获得 nK 温度量级分子样品的唯一途径是利用受激拉曼绝热（STIRAP, stimulated Raman adiabatic passage）技术将处在 nK 量级的原子合成制备到绝对振转基态的分子。受激拉曼绝热方法是一种通过中间激发态将两个离散量子态与两个辐射场耦合，进而实现两个离散量子态之间绝热拉曼转移分子布居数的技术。

3.1 Feshbach 分子的合成

Feshbach 共振技术是调节原子间相互作用的重要手段，在超冷原子与分子领域得到了广泛应用。对于超冷原子混合物，Feshbach 共振可以用于合成双原子分子，研究三体物理^[64]以及制备量子液滴^[66]。Feshbach 共振的具体原理为：当闭通道中的分子束缚态和开通道中的散射态能量相接近时，两个通道之间产生强混合，发生 Feshbach 共振。当磁矩不同时，可以通过改变磁场控制散射长度，使得原子间相互作用发生改变，进而合成弱束缚的 Feshbach 分子^[70]。近年来，实验研究了不同超冷原子混合物中的 Feshbach 共振，利用原子间 Feshbach 共振来合成弱束缚的 Feshbach 分子，然后通过受激拉曼绝热技术实现 Feshbach 分子到绝对基态分子的转移。

本文主要研究双原子 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 分子，合成 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ Feshbach 分子需要确定超冷 ^{23}Na 原子与 ^{40}K 原子混合物 Feshbach 共振损失谱的具体位置。对 ^{23}Na 与 ^{40}K 原子不同自旋态在磁场 78.3 G 与 88.5 G 附近的 Feshbach 共振已经分别在 2012 年和 2017 年由 MIT 的 Martin 小组和中科大的赵博小组进行了详细的研究^[71]。实验上我们选用 $|F=1, m_F=1\rangle$ 态的 ^{23}Na 原子和 $|F=9/2, m_F=-9/2\rangle$ 态的 ^{40}K 原子在磁场 78.3 G，宽度为 1.1 G 的 Feshbach 共振点合成 Feshbach 分子，之所以选择这个磁场值，是因为这是在受限于磁场 Ramp 速度下所能选用的较窄磁场点，可以在较小的磁场范围完成原子态到分子态转变，减小了原子间的非弹性碰撞，避免产生不必要的原子损失^[48]。实验上我们通过绝热扫描磁场穿过 Feshbach 共振点来合成分子，首先在 80.3 G 下制备 ^{23}Na 原子在 $|F=1, m_F=1\rangle$ 超精细态和 ^{40}K 原子在

$|F=9/2, m_F=-9/2\rangle$ 超精细态的混合气体^[73]。然后分两步扫描磁场，第一步磁场从 80.3 G 扫描到 77.5 G 穿过 78.3 G 的 Feshbach 共振点合成 Feshbach 分子。第二步快速从 77.5 G 扫描到 72.6 G，避免原子-分子非弹性碰撞导致的大量损耗。随后快速打开梯度磁场，利用分子与原子磁矩不同来清除残余原子。紧接着关闭梯度场并同时升高光阱。此时实验上在 72.4 G 探测到合成了约 3×10^4 个 Feshbach 分子^[75]，图 3-1 为实验时序图。实验上通过测量 ^{40}K 原子可以确定 Feshbach 分子的数目、温度等参数。

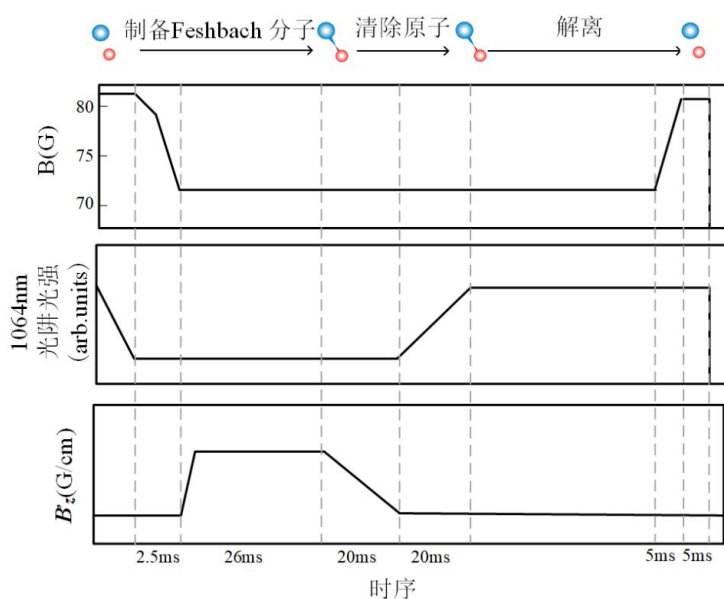


图 3-1 制备 Feshbach 分子时序图

Fig. 3-1 An overview of the time sequence of the preparation of molecule

目前成功合成 Feshbach 分子的方法有射频缔合、双光子拉曼合成以及扫描磁场穿过 Feshbach 共振点合成。Feshbach 分子的合成效率与自由原子散射态和分子束缚态耦合的拉比频率有关，拉比频率越大，合成的分子数越多。射频缔合 Feshbach 分子是在制备完成原子混合气体后，利用高斯脉冲在很短的时间内去缔合 Feshbach 分子，相较于磁缔合绝热扫描磁场的方法，这个过程几乎是瞬间完成的，因此在极短的时间内原子间碰撞次数很少，合成分子的效率很低。另一方法是通过双光子拉曼合成 Feshbach 分子，这个方法虽然避免了原子的浪费，提高了合成分子的效率，但光场可能会引起原子或分子的加热，使得原子逃逸或分子解离。

3.2 激发态能级的选择

制备完成 Feshbach 分子后，我们通过受激拉曼绝热技术将弱束缚的 Feshbach

分子态绝热地转移到绝对振转基态，而要实现两能态分子布居数之间的转移，中间激发态必须符合分子跃迁定则。

本文研究的初始态 Feshbach 分子态为三重态 $a^3\Sigma^+|\nu=19, N=0, J=1\rangle$ ，终态为单重态振转基态 $X^1\Sigma^+|\nu=0, J=0\rangle$ 的超精细态。根据双原子分子跃迁定则，在不考虑自旋轨道耦合时，三重态与单重态之间的跃迁是禁止的 ($\Delta S=1$) [76]，但在自旋轨道耦合的作用下，三重态能级可以与单重态能级相互耦合，这使得三重态到单重态之间的跃迁成为可能。我们知道 Feshbach 分子态为三重态，绝对振转基态为单重态，如果我们可以找到一个同时包含三重态和单重态特征的中间耦合激发态，我们就能通过 STIRAP 的方法实现三重态 Feshbach 分子态到单重态绝对振转基态分子布居数的转移。上章中介绍了双原子分子能级结构，其中单重态能级可以表示为 $^1\Sigma^+$ 或 $^1\Pi$ ，三重态能级表示为 $^3\Sigma^+$ 或 $^3\Pi$ ，因此中间耦合激发态必须同时包含这两种成分，且两能态波函数与能量相近，能够通过自旋轨道进行耦合；Feshbach 分子态角动量 $J=1$ 与单重态振转基态角动量 $J=0$ ，因此要满足选择定则，中间激发态总角动量量子数应该选择 $J=1$ 。

综上，选择的中间态必须满足单重态和三重态能级简并且满足选择定则，目前国内成功制备合成 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 基态分子的小组中，Bloch 小组选择的中间激发态为 $d^3\Pi/D^1\Pi$ ，而 Martin 小组和潘建伟小组都选择 $B^1\Pi/c^3\Sigma^+$ 合成基态，其中 $B^1\Pi/c^3\Sigma^+$ 的能级简并出现在 $B^1\Pi|\nu=4\rangle \sim c^3\Sigma^+|\nu=25\rangle$ 和 $B^1\Pi|\nu=12\rangle \sim c^3\Sigma^+|\nu=35\rangle$ 两个振动能级位置 [77]。我们选用 $B^1\Pi|\nu=4\rangle \sim c^3\Sigma^+|\nu=25\rangle$ 为中间耦合激发态来实现 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 基态分子的制备。

3.3 $B^1\Pi \sim c^3\Sigma^+$ 激发态理论分析

上节中我们介绍了中间激发态的选择，并选定了中间耦合激发态的具体能级表示，但是由于分子能级的复杂性，中间耦合态并不是一个独立的能态，会由于不同角动量之间的耦合产生能级分裂，因此我们需要分析中间耦合态的能级结构，标定每个分子能态的位置，才能得到从某个确定的 Feshbach 分子态绝热转移到绝对振转基态的具体路径，在实验上完成精确转移，合成纯的基态分子。

激发态 $B^1\Pi \sim c^3\Sigma^+$ 的哈密顿量表示为 [78]：

$$H = H_{\text{fine}} + H_Z^B + H_Z^c + H_{hf,Na}^c + H_{hf,K}^c \quad (3-1)$$

H_{fine} 为中间耦合态 $B^1\Pi|J=1\rangle$ 和 $c^3\Sigma^+|J=1\rangle$ 精细能级结构的哈密顿量，其余四

项为中间态的超精细能级结构。 $H_Z^{B,c}$ 描述了 $B^1\Pi$ 态和 $c^3\Sigma^+$ 态的塞曼效应, $H_{hf,Na}^c$ 和 $H_{hf,K}^c$ 是 $c^3\Sigma^+$ 态的超精细能级项, 是由电子总角动量与钠原子核自旋和钾原子核自旋的费米接触相互作用引起的^[77]。

3.3.1 精细结构 H_{fine} 分析

对于 $|J=1\rangle$ 态, 精细结构哈密顿量在基矢 $B^1\Pi|J=1\rangle$, $c^3\Sigma^+|N=1, J=1\rangle$ 下表示为:

$$H_{\text{fine}} = H_{J=1} = \begin{pmatrix} E_B & \xi_{Bc} \\ \xi_{Bc} & E_c \end{pmatrix} \quad (3-2)$$

其中 $E_B=17289.158 \text{ cm}^{-1}$, $E_c=17289.338 \text{ cm}^{-1}$, 两个基矢的自旋轨道耦合强度 $\xi_{Bc}=0.27 \text{ cm}^{-1}$ ^[77]。本征态表示为如下形式^[76]:

$$|J=1\rangle_a = \alpha|c^3\Sigma^+, N=1, J=1\rangle + \beta|B^1\Pi, J=1\rangle \quad (3-3)$$

$$|J=1\rangle_b = -\beta^*|c^3\Sigma^+, N=1, J=1\rangle + \alpha^*|B^1\Pi, J=1\rangle \quad (3-4)$$

通过计算, 得到 $\alpha=0.95$, $\beta=0.27999$, 由此可得对于 $|J=1\rangle_a$ 态, $|c^3\Sigma^+, N=1, J=1\rangle$ 与 $|B^1\Pi, J=1\rangle$ 的耦合比例为 $|\alpha|^2/|\beta|^2=92\%/8\%$, 该态的分裂主要由三重态 $c^3\Sigma^+$ 主导; 对于 $|J=1\rangle_b$ 态, $|c^3\Sigma^+, N=1, J=1\rangle$ 与 $|B^1\Pi, J=1\rangle$ 的耦合比例为 $|\alpha|^2/|\beta|^2=8\%/92\%$, 该态的分裂主要由单重态 $B^1\Pi$ 主导。文献^[77]给出了 Feshbach 分子态 $a^3\Sigma^+|c=19, J=1, m_F=-7/2\rangle$ 到中间激发态 $|J=1\rangle_a$ 和 $|J=1\rangle_b$ 的跃迁频率, 大约为 360.19065 THz (832.316 nm) 和 360.2212 THz (832.245 nm)。

3.3.2 超精细结构 $H_{Z,hf}$ 分析

考虑塞曼效应与核自旋对于 $|J=1\rangle_a$ 态的影响, 激发态超精细结构的哈密顿量可以表示为:

$$H_{Z,hf} = H_Z^B + H_Z^c + H_{hf,Na}^c + H_{hf,K}^c \quad (3-5)$$

$B^1\Pi$ 态在外加磁场中原子的总磁矩与磁场相互作用的哈密顿量表示为:

$$H_Z^B = \mu_B(g_L^B \vec{L} + g_S^B \vec{S}) \cdot \vec{B} = \mu_B \frac{(g_L^B \vec{L} \cdot \vec{J} + g_S^B \vec{S} \cdot \vec{J})}{J^2} \vec{J} \cdot \vec{B} \quad (3-6)$$

其中 μ_B 为玻尔磁子, g_L^B 为电子轨道朗德 g 因子 $g_L^B=1$, g_S^B 为电子自旋朗德 g 因子 $g_S^B=2.0023$ ^[79]。因为 $B^1\Pi$ 态角动量之间的耦合遵循洪德规则 (a), 角动量 L 与

电子自旋角动量 S 之间有很强的自旋轨道相互作用，根据 $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ 得到：

$$\vec{L} \cdot \vec{J} = \frac{1}{2}(J^2 - S^2 + L^2) \quad (3-7)$$

$$\vec{S} \cdot \vec{J} = \frac{1}{2}(J^2 - L^2 + S^2) \quad (3-8)$$

将上式带入 (10) 式，得到：

$$H_Z^B = \mu_B [g_L^B \frac{J^2 - S^2 + L^2}{2J^2} + g_S^B \frac{J^2 - L^2 + S^2}{2J^2}] \vec{J} \cdot \vec{B} = \mu_B g_J^B \vec{J} \cdot \vec{B} \quad (3-9)$$

$B^1\Pi$ 态的好量子数为 $\Lambda=1$, $\Sigma=0$, $\Omega=1$, $J=1$ ，遵循洪德定则 (a)，因此 $B^1\Pi$ 态的 $g_J^B = g_L^B / (J(J+1)) = 1 / (J(J+1))^{[79]}$ ，将 H_Z^B 作用在 $B^1\Pi$ 态的非耦合表象下对角化得：

$$\langle J, m_J | H_Z^B | J, m_J \rangle = \mu_B B \frac{m_J}{J(J+1)} \quad (3-10)$$

由公式 (14) 可知， $B^1\Pi$ 态塞曼项能级分裂与 m_J 有关， m_J 为电子总角动量 J 沿磁场方向的分量 $m_J = 0, \pm 1$ 。激发态 $|J=1\rangle_b$ 的塞曼效应由单重态 $B^1\Pi$ 占主导时，明显看到三个分立的能级簇，之间的频率差约为 $\mu_B B / 2$ 。外磁场 85.6 G 作用下， $|J=1\rangle_b$ 态的能级分裂约为 60 MHz^[77]。

$c^3\Sigma^+$ 态是具有开壳层电子结构的能级态，电子轨道角动量 L 在分子轴上投影 $\Lambda=0$ ， μ_B 比核磁矩 μ_N 大两千多倍，塞曼效应主要来自电子自旋的贡献，由电子自旋角动量 S 沿外加磁场作进动引起^[56]。塞曼效应的哈密顿量 H_Z^c 表示为：

$$H_Z^c = \mu_B g_s \vec{S} \cdot \vec{B} \quad (3-11)$$

将 H_Z^c 作用在 $c^3\Sigma^+$ 态的非耦合表象下，表示为 $\langle S, N, J, m_J | H_Z^c | S', N', J', m_J' \rangle$ 的形式。 $c^3\Sigma^+$ 态角动量之间的耦合遵循洪德定则 (b)， S_Z^c 在非耦合表象 $|S, N, J, m_J\rangle$ 下不是对角的，因此计算该矩阵元需要将 $|S, N, J, m_J\rangle$ 在 $|S\rangle$ 基矢下展开^[80]。

首先利用 Wigner-Eckart 定理将基矢 $|N, S, J, m_J\rangle$ 变换到 $|N, S, J\rangle$ 基矢下^[56]：

$$\langle N', S', J', m_J' | S_Z^c | N, S, J, m_J \rangle = (-1)^{J-m_J} \begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ -m_J & 0 & m_J \end{pmatrix} \langle N', S', J' || S_Z^c || N, S, J \rangle \quad (3-12)$$

式中 $\langle N', S', J' || S_Z^c || N, S, J \rangle$ 为 S_Z^c 的约化矩阵，量子数 $\vec{J} = \vec{N} + \vec{S}$ ，用 Wigner 6-j 系数继续约化矩阵^[81]：

$$\langle N, S', J' \| S_Z^c \| N, S, J \rangle = (-1)^{J+N+1+S} \sqrt{(2J'+1)(2S+1)} \begin{Bmatrix} J & S & N \\ S & J' & 1 \end{Bmatrix} \langle S' \| S_Z^c \| S \rangle \quad (3-13)$$

S_Z^c 为自旋角动量在磁场 z 轴方向的分量，在其本身基矢 $|S, m_S\rangle$ 下对角化得到：

$$\langle S', m'_S | S_Z^c | S, m_S \rangle = \delta_{S,S'} \delta_{m'_S, m_S} m \quad (3-14)$$

利用 Wigner-Eckart 定理可将矩阵元 $\langle S', m'_S | S_Z^c | S, m_S \rangle$ 求解：

$$\langle S', m'_S | S_Z^c | S, m_S \rangle = (-1)^{S-m_S} \begin{pmatrix} S & 1 & S \\ -m_S & 0 & m_S \end{pmatrix} \langle S \| S_Z^c \| S \rangle \quad (3-15)$$

其中 Wigner 3-j 系数表示为^[56]：

$$\begin{pmatrix} S & 1 & S \\ -m_S & 0 & m_S \end{pmatrix} = \frac{(-1)^{S-m_S} m}{\sqrt{S(S+1)(2S+1)}} \quad (3-16)$$

根据公式 (18)、(19)、(20) 求解得出约化矩阵元 $\langle S \| S_Z^c \| S \rangle$ ：

$$\langle S \| S_Z^c \| S \rangle = \sqrt{S(S+1)(2S+1)} \quad (3-17)$$

因此 $\langle S, N, J, m_J | H_Z^c | S', N', J', m'_J \rangle$ 矩阵元表示为：

$$\begin{aligned} \langle S, N, J, m_J | H_Z^c | S', N', J', m'_J \rangle &= \langle S, N, J, m_J | \mu_B g_S B S_Z^c | S', N', J', m'_J \rangle \\ &= \mu_B g_S B (-1)^{J-m_J} \begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ -m_J & 0 & m'_J \end{pmatrix} \langle S, N, J \| S_Z^c \| S', N', J' \rangle \\ &= \mu_B g_S B (-1)^{J-m_J} \begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ -m_J & 0 & m'_J \end{pmatrix} (-1)^{J+N+1+S} \sqrt{(2J'+1)(2J+1)} \\ &\quad \times \begin{Bmatrix} J & S & N \\ S & J' & 1 \end{Bmatrix} \langle S \| S_Z^c \| S \rangle \\ &= \mu_B g_S B (-1)^{J-m_J} \sqrt{(2J+1)} \begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ -m_J & 0 & m'_J \end{pmatrix} (-1)^{J+N+1+S} \sqrt{(2J'+1)} \\ &\quad \times \begin{Bmatrix} J & S & N \\ S & J' & 1 \end{Bmatrix} \sqrt{S(S+1)(2S+1)} \end{aligned} \quad (3-18)$$

$c^3\Sigma^+$ 态的超精细项哈密顿量为：

$$H_{hf, Na}^c = \alpha_{Na} \vec{I}_{Na} \cdot \vec{J} \quad (3-19)$$

$$H_{hf, K}^c = \alpha_K \vec{I}_K \cdot \vec{J} \quad (3-20)$$

其中 α_{Na} 和 α_K 为分子激发态的超精细常数， $\alpha_{Na} = 0.0112 \text{ cm}^{-1}$ (0.336 GHz)， $\alpha_K = -0.0012 \text{ cm}^{-1}$ (0.036 GHz) ^[77]。

$H_{hf, Na}^c$ 为量子数 J 与 I_{Na} 的耦合，它的本征函数为 $|F_1, m_{F1}\rangle$ 基矢，因此将 $H_{hf, Na}^c$

作用在 $|F_1, m_{F1}\rangle$ 基矢下可得^[56]:

$$\langle F_1', m_{F1}' | \hat{H}_{\text{hf,Na}} | F_1, m_{F1} \rangle = \frac{\alpha_{\text{Na}}}{2J(J+1)} [F_1(F_1+1) - I_{\text{Na}}(I_{\text{Na}}+1) - J(J+1)] \delta_{F_1 F_1'} \delta_{m_{F1} m_{F1}'} \quad (3-21)$$

$H_{\text{hf},K}^c$ 为量子数 F_1 与 I_K 之间的耦合, 因此二次耦合之后的能级 $|F, m_F\rangle$ 为它的本征函数, 表示为:

$$\begin{aligned} \langle F, m_F | \hat{H}_{\text{hf},K} | F', m_{F'} \rangle = & \frac{\alpha_K}{4F_1(F_1+1)J(J+1)} [I_{\text{Na}}(I_{\text{Na}}+1) - F_1(F_1+1) - J(J+1)] \\ & \times [F(F+1) - F_1(F_1+1) - I_K(I_K+1)] \delta_{FF'} \delta_{m_F m_{F'}} \end{aligned} \quad (3-22)$$

最后将公式 (14)、(22)、(25) 和 (26) 整理, 得到总的超精细能级项 $H_{Z,\text{hf}}$ 的矩阵元:

$$\begin{aligned} & \langle F', m_{F'} | \hat{H}_{Z,\text{hf}} | F, m_F \rangle \\ = & |\alpha|^2 \langle F', m_{F'} | \hat{H}_Z^B | F, m_F \rangle + |\beta|^2 \langle F', m_{F'} | \hat{H}_Z^c | F, m_F \rangle + \langle F', m_{F'} | \hat{H}_{\text{hf,Na}}^c | F, m_F \rangle + \langle F', m_{F'} | \hat{H}_{\text{hf},K}^c | F, m_F \rangle \\ = & |\alpha|^2 \sum_{m_{F1}, m_{I1}} S_{m_{F1}, m_{I1}}^{F_1, I_K} S_{m_{F1}, m_{I1}}^{F_1, I_K} \sum_{m_J, m_{I\text{Na}}} S_{m_J, m_{I\text{Na}}}^{J, I_{\text{Na}}} S_{m_J, m_{I\text{Na}}}^{J, I_{\text{Na}}} \frac{\mu_B m_J}{J(J+1)} B \\ & + |\beta|^2 \sum_{m_{F1}, m_{I1}} S_{m_{F1}, m_{I1}}^{F_1, I_K} S_{m_{F1}, m_{I1}}^{F_1, I_K} \sum_{m_J, m_{I\text{Na}}} S_{m_J, m_{I\text{Na}}}^{J, I_{\text{Na}}} S_{m_J, m_{I\text{Na}}}^{J, I_{\text{Na}}} \mu_B g_S (-1)^{J-m_J} \begin{pmatrix} J & 1 & J \\ -m_J & 0 & m_J \end{pmatrix} (-1)^{J+N+1+S} \\ & \times \begin{Bmatrix} J & S & N \\ S & J & 1 \end{Bmatrix} \sqrt{(2J+1)(2J+1)S(S+1)(2S+1)} B \\ & + |\beta|^2 \sum_{m_{F1}, m_{I1}} S_{m_{F1}, m_{I1}}^{F_1, I_K} S_{m_{F1}, m_{I1}}^{F_1, I_K} \frac{\alpha_{\text{Na}}}{2J(J+1)} [F_1(F_1+1) - I_{\text{Na}}(I_{\text{Na}}+1) - J(J+1)] \delta_{F_1 F_1'} \delta_{m_{F1} m_{F1}'} \\ & + |\beta|^2 \frac{\alpha_K}{4F_1(F_1+1)J(J+1)} [I_{\text{Na}}(I_{\text{Na}}+1) - F_1(F_1+1) - J(J+1)] \times [F(F+1) - F_1(F_1+1) - I_K(I_K+1)] \delta_{FF'} \delta_{m_F m_{F'}} \end{aligned} \quad (3-23)$$

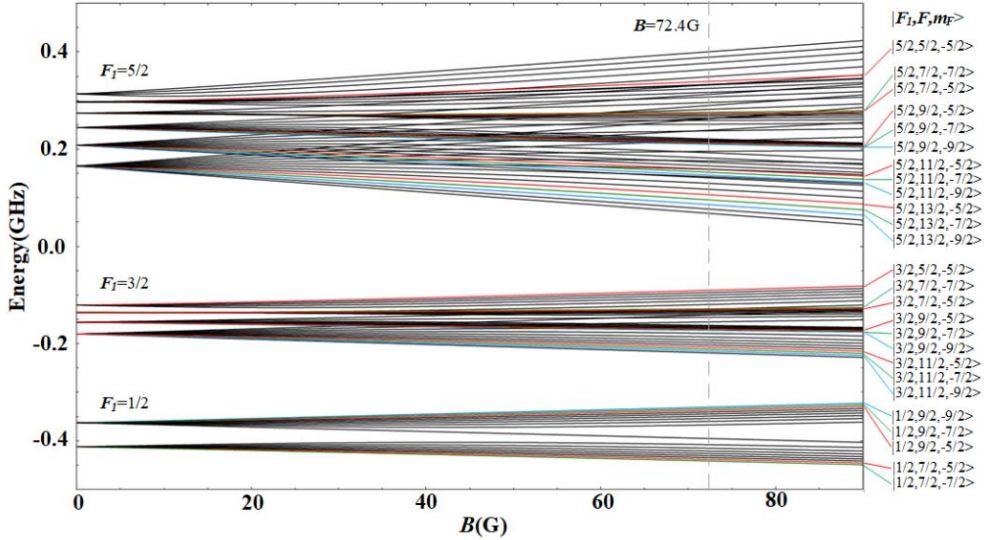


图 3-2 外磁场下 $|J=1\rangle_a$ 态的超精细能级分裂图

Fig. 3-2 Hyperfine level level of the intermediate excited state $|J=1\rangle_a$

注 4: 纵轴能量零点表示 Feshbach 分子态跃迁到 $|J=1\rangle_a$ 态的跃迁频率 360.19065 THz

图 3-2 为 $|J=1\rangle_a$ 态在外磁场 B 作用下的超精细能级 $|F_1, F, m_F\rangle$ 分裂图，其中红色、绿色、蓝色曲线分别代表能级 m_F 为 $-5/2, -7/2, -9/2$ 的计算结果。在零磁场时出现明显分立的三个能级簇。这是因为 $|J=1\rangle_a$ 态的超精细能级分裂主要由三重态 $c^3\Sigma^+$ 主导。此时能级分裂由 $H_{hf,Na}^c + H_{hf,K}^c$ 两项决定。由于 α_{Na} 远远大于 α_K ，能级分裂主要由 $H_{hf,Na}^c$ 决定，钠原子核自旋 I_{Na} 与 J 耦合为量子数 $\vec{F}_1 = \vec{J} + \vec{I}_{Na}$ ，因此能级劈裂与量子数 F_1 有关。 F_1 取值分别为 $5/2, 3/2$ 和 $1/2$ ，对应于明显分立的三个能级簇。每个能级簇中的能级分裂由 $H_{hf,K}^c$ 产生，钾原子核自旋 I_K 与 F_1 耦合 $\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{I}_K$ ，与量子数 F 有关。最终得到 108 个能态 $|F_1, F, m_F\rangle$ 。

实验上 Feshbach 分子制备在 $a^3\Sigma^+|v=19, J=1, m_F=-7/2\rangle$ 。根据跃迁定则 $\Delta F, \Delta m_F = 0, \pm 1$ ，Feshbach 分子态跃迁到的中间激发态具有量子数 $m_F = -5/2, -7/2, -9/2$ 。另外，由于闭通道的 Feshbach 分子总角动量 $F=9/2$ ，开通道的总角动量 $F=7/2$ ，激发态能级 $F=3/2$ 和 $F=13/2$ 是禁止跃迁的。

3.4 $B^1\Pi \sim c^3\Sigma^+$ 激发态实验测量

为了测量激发态的超精细能级激发谱，实验上用不同偏振的激发光耦合 Feshbach 分子态与激发态。通过测量不同偏振下的 Feshbach 分子损失谱，来确定 Feshbach 分子态到中间激发态 $|J=1\rangle_a$ 超精细能级的跃迁频率。在测量激发谱之前，我们进行了激发光光路的搭建、激发光频率的稳定以及激发光偏振的校准。本节主要介绍基于 PDH 稳频技术下的双边带稳频技术、激发光光路的搭建以及 Feshbach 分子损失谱的测量。

3.4.1 双边带调制 PDH 激光稳频技术

由于分子超精细能级间间隔很窄，大约为几百 KHz，因此必须要求激发光频率很稳定且激光线宽尽可能窄。目前，实验上常用的稳频技术有饱和吸收稳频技术，PDH 稳频技术等，具体的原理为将激光锁定在某个稳定度很高的频率上，例如锁定在原子分子能级的某个跃迁能级上，这种方法的局限是锁定的频率要求正好满足原子分子跃迁谱线；第二种是锁定在稳定的谐振腔上，这对腔的稳定度和精度要求很高。实验上我们选择 PDH 稳频技术来实现激光的稳定，一是因为相较饱和吸收稳频，PDH 稳频不受特定频率的局限和激光功率的影响，可以利用声光调制器 (AOM) 将频率调谐到所需频率^[82]，二是因为 PDH 稳频主要是通过光学谐振腔来

调节，如果我们能够将谐振腔的线宽调节到比激光器线宽还要窄，就能够获得比激光器线宽还要窄的激光源。

PDH (Pound-Drever-Hall) 稳频是选择不受波长限制的 F-P 腔作为参考标准，具有强干扰性和高稳定度的特点，原理是将激光经过电光调制器 (EOM) 进行相位调制，调制为振幅相同，相位相反的电信号，然后入射到光学谐振腔中，将谐振腔 (F-P 腔) 的共振频率作为参考频率来进行鉴频。利用 F-P 腔的反射光经过偏振分光棱镜 PBS 反射输入光电探测器 (PD)，从光电探测器中输出的电信号与电光调制器 EOM 输出的调制信号再经过混频器、低通滤波等电子元件，就能够获得激光频率相对于谐振腔共振频率的误差信号，最后将误差信号反馈给电子锁频伺服系统来实现激光频率的稳定^[83]。

PDH 稳频的核心是 F-P 腔，F-P 腔是根据多光束干涉原理制成的由一定距离的两个高反镜构成的光学器件^[84]。设计 F-P 腔时，我们需要注意腔长以及两反射镜的反射率，这些参数直接反映腔的线宽和腔的精细度。腔的精细度越大，谱线分辨率越高；腔的线宽越窄，通过 PDH 稳频获得的激光源线宽就更窄，频率抖动就更小，更有利于激光器频率的锁定^[85]。在实验中，我们选用的 F-P 腔为 Stable Systems 公司生产的由超低膨胀材料制作的圆柱体超稳腔 (ATF6020)，它的特点为在室温条件下，温度相对材料长度变化的导数为零，这说明在室温下该材料处于稳定状态，用该材料制备的 F-P 腔腔长在室温下受温度影响小。

一般 PDH 稳频需要通过调节 EOM 的频率对激光进行相位调制，调制出振幅相同、相位相反的信号，但在实验中，EOM 调制可能会影响附加边带幅度，使得得到的一级边带振幅不完全相同，这导致经腔反射后在光电探测器探测到的调制频率的拍频信号不等于零^[86]，激光频率相对于谐振腔共振频率的误差信号会有所偏移，最后导致激光频率偏离所需调制频率，这种幅度调制被称为剩余幅度调制 (RAM, Residual Amplitude Modulation) ^[86]。其次，搭建 PDH 稳频光路是为了后续测量 Feshbach 分子谱进而合成基态分子，而测量分子谱需要对激光频率进行调谐。在之后的光路中加入声光调制器 (AOM) 可以实现激光频率的调节，但由于 AOM 调谐范围很小，基本在百 MHz，而分子能级跨度很大，不能完全满足。况且在调节 AOM 的过程中，会引起光路指向性的变化，影响激光的传输效率，因此我们使用边带调制 PDH 稳频技术。

双边带调制 PDH 激光技术是将激光边带锁定到参考腔上的可调谐激光频率的

技术，利用这个技术可以获得窄线宽和频率稳定的激光^[87]。不同于传统的 PDH 稳频只通过改变射频频率来调制信号，双边带稳频技术是通过选用宽带的光纤型 EOM，在射频调节的基础上再加入一个调制信号，将这个电子信号与射频加入的电子信号相加后加载到相位调制器上来合成调制信号，实现激光频率的调节^[87]。这样由单频率调制变为多频率调制的方法，使得激光频率调节范围扩大且在产生 RAM 噪声影响时，可以通过调节其中某个信号来校正调制信号，相对于传统 PDH 稳频有更大的灵活性。

3.4.2 激发光光路的搭建

由理论计算可得 Feshbach 分子态到中间耦合激发态的能级差大约为 360THz，因此我们用 832 nm 的激光器来得到所需要的激发光。为了得到频率稳定的激发光，我们用 Topotica 公司的半导体激光器（DL TA pro 832 nm）作为主激光器，经隔离器后，过 1/2 波片，通过偏振分光棱镜（PBS）分为两束，一束经声光调制器（AOM）调制后通过光纤输送到实验平台；另一束经光纤注入宽带光纤型电光调制器（Fiber EOM），对激光的边带进行相位调制，然后经光纤通过 PBS，超稳腔（ULE Cavity）反射后进入共振型探测器，用于误差信号的产生，实现 832 nm 激光频率的调制和锁定^[88]。在扫描 Feshbach 分子谱时，我们通过调节加在 EOM 上信号源的频率来改变边带的频率，进而实现激光频率的调节。

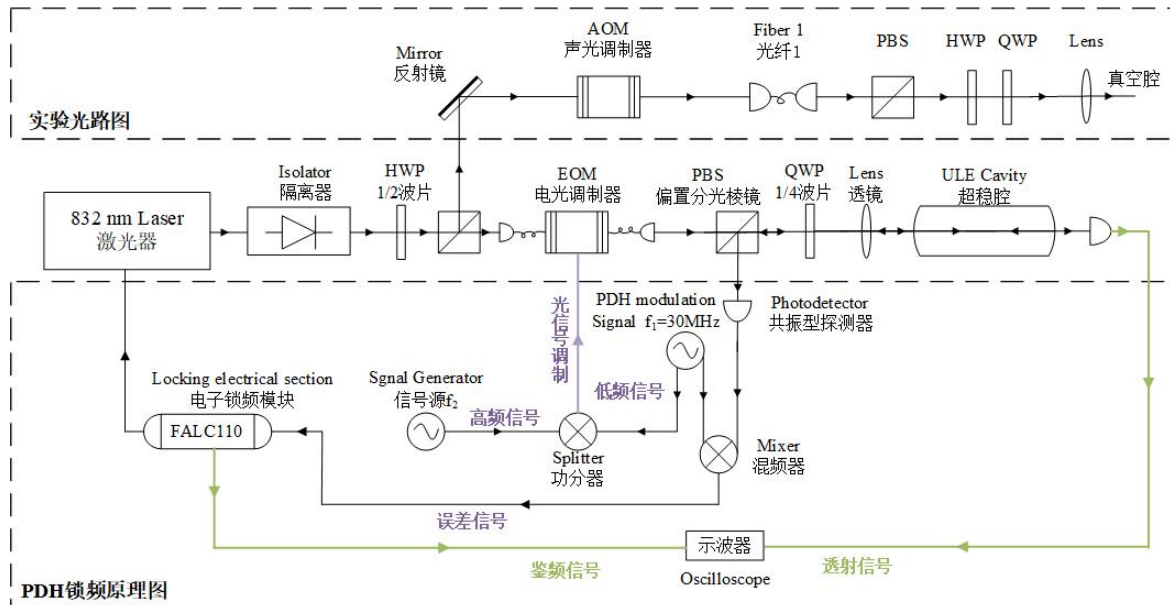


图 3-3 STIRAP 中激发光光路示意图

Fig. 3-3 STIRAP laser system for pump laser

经过调节锁定后的 832 nm 激光器的线宽可以达到 1 KHz 以下，我们将锁定好的激光经光纤拉到实验平台。为了更好的调节光路的指向性，用来架光纤耦合头的镜架为电动镜架，随后通过格兰泰勒棱镜（PBS）对偏振进行调节，利用 1/2 波片和 1/4 波片搭配产生任意偏振，最后通过透镜将激光聚焦到原子上。因激发光需要在线偏振、左旋偏振、右旋偏振三种偏振下测量，我们搭建了两套激发光光路，一路为平行于磁场方向（z 方向），用于测量线偏振下 Feshbach 分子损失谱，得到 π 偏振下的 Feshbach 分子态的跃迁频率；另一路为平行于磁场方向（x 方向），用于测量 σ^- 偏振或者 σ^+ 偏振下的激发态光谱。

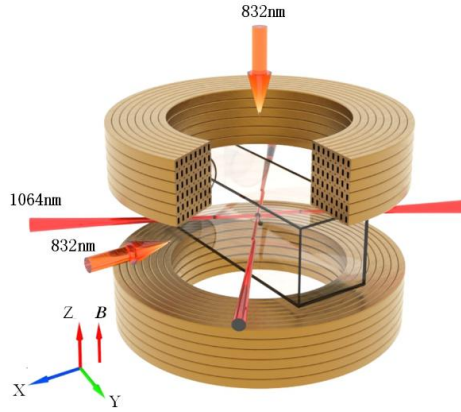


图 3-4 扫描 Feshbach 分子激发谱实验装置图

Fig. 3-4 Experimental setup diagram of scanning Feshbach molecular excitation spectrum

3.4.3 Feshbach 分子激发谱的测量

Feshbach 分子态 $a^3\Sigma^+|c=19, J=1, m_F=-7/2\rangle$ 与中间激发态 $B^1\Pi|v=4, J=1\rangle \sim c^3\Sigma^+|v=25, N=1, J=1\rangle$ 能级差理论值约为 360.19065 THz。实验上首先将 832 nm 激光器波长调节到了 360.191 THz 附近，采用波长计（High Finesse, WS7-30）对频率标定。通过扫描激光器内的压电陶瓷来粗调激发光频率得到损耗背景，确定了损耗峰的位置在 360.190 THz。

实验上，832 nm 激发光采用 PDH 锁频技术锁定在超精细腔上，精细度为 35200。其中利用电光调制器 (EOM) 对激发光波长进行调制，将调制边带锁定在超精细腔的反射腔模上。锁定之后的激光线宽小于 1 KHz^[75]。通过调节 EOM 的驱动信号源频率来实现对激发光频率的精确调节，可以达到 KHz 量级。实验中在制备完成 Feshbach 分子后，采用方波脉冲激发光照射 Feshbach 分子，脉冲时间为 50 μs ，最后将磁场在 10 ms 内线性地扫描到 80.3 G，实现 Feshbach 分子的解离，通过探

测原子数来确定剩余的 Feshbach 分子数^[75]。扫描分子损耗谱时采用的扫描步长为 10 MHz，来实现中间激发态超精细能级的精确标定。

为了测量不同偏振态下的损耗谱，需要严格校准激发光的偏振。偏振是经过偏振分光棱镜（PBS）进行偏振纯化，之后经 1/2 波片和 1/4 波片优化调整。实验中选取水平方向照射分子，此时激发光的偏振方向沿 z 轴方向，与磁场方向平行，对应激发光为 π 偏振。选取沿 z 轴照射分子，激发光的偏振可以调节为 σ^- 偏振或者 σ^+ 偏振，如图 3-4 所示。

图 3-5 给出了实验上得到的 72.4 G 下 Feshbach 分子的损失谱，其中图 3-5 (a) 为磁场在 72.4 G 下的可以与 Feshbach 分子态耦合的激发态。(b)、(c)、(d) 是激发光为 σ^- 偏振、 σ^+ 偏振和 π 偏振下测得的损失谱。实验上共探测到了 12 个损耗谱。通过高斯拟合，得到损失谱的中心值，也就是对应的激发态超精细能态。注意到在图 3-5 (d) 探测到一个新的损耗谱 12。表 3-1 列出了实验标定的激发态超精细能级和理论计算结果。

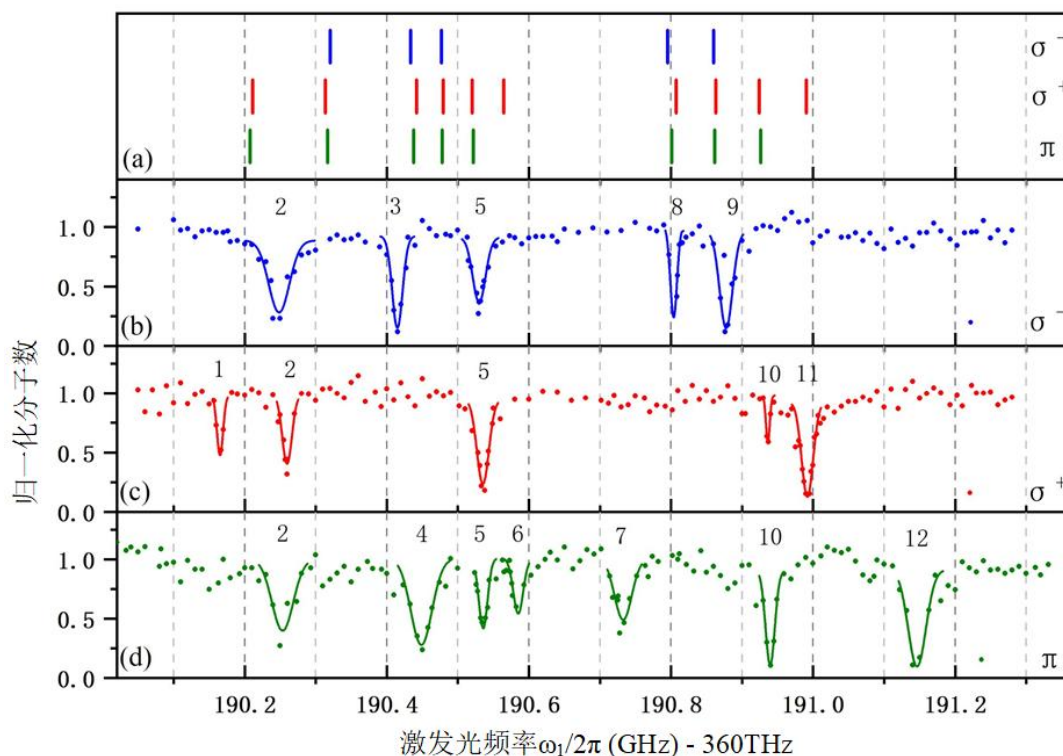


图 3-5 不同激发光偏振下的 Feshbach 分子激发谱

Fig. 3-5 Excitation spectra of Feshbach molecules with different pump polarization near 360 THz

注 5: (a) 理论计算数据 (b) (c) (d) 散点图为实验测得的数据，实线图为高斯拟合数据，其中蓝色、红色、绿色分别代表在左旋偏振、右旋偏振、线偏振激发光下测量得到的 Feshbach 分子损失谱

理论计算了 $B^1\Pi|v=4, J=1\rangle \sim c^3\Sigma^+|v=25, N=1, J=1\rangle$ 中 $|J=1\rangle_a$ 态在磁场 72.4 G 的超精细结构能级差，频率设定的基准点为 $|J=1\rangle_a$ 态的中心频率 360.19065 THz。结合两个基准点和能级差，得到了 Feshbach 分子态 $a^3\Sigma^+|c=19, J=1, m_F=-7/2\rangle$ 到 $|J=1\rangle_a$ 态超精细能级的跃迁频率，如表 3-1 中列举。将实验测得的拟合数据和理论计算所得比较，标定 $|J=1\rangle_a$ 态的具体能级表示及 Feshbach 分子态到不同中间激发态的精确跃迁频率。

将理论计算结果和实验拟合得到的超精细能级频率对比，可以看到高斯拟合后的激发谱频率与理论计算得到的结果基本吻合，其中有部分能级存在偏差，可能由于测量时激发光偏振不纯导致。测量时偏振不纯的原因可能是由于线圈产生的磁场相对于 z 轴存在一定的角度。值得注意的是，Feshbach 分子态与不同的激发态超精细能级有不同的耦合强度，因此实验测量得到的损耗谱强度不同。当耦合强度很弱时，实验上无法探测到对应的损耗峰。

表 3-1 左旋偏振激发光下耦合到激发态超精细能级的激发光频率

Tab. 3-1 Pump optical frequency coupled to hyperfine level of excited state under left polarization

序号	实验拟合数据/GHz	72.4 G 计算/GHz	能级表示 $ F_1, F, m_F\rangle$
2	190.2483(5)	190.32003	$ 1/2, 9/2, -9/2\rangle$
3	190.4149(5)	190.4335	$ 3/2, 11/2, -9/2\rangle$
5	190.5299(7)	190.47677	$ 3/2, 9/2, -9/2\rangle$
8	190.8038(1)	190.79501	$ 5/2, 11/2, -9/2\rangle$
9	190.8775(7)	190.85996	$ 5/2, 9/2, -9/2\rangle$

表 3-2 右旋偏振激发光下耦合到激发态超精细能级的激发光频率

Tab. 3-1 Pump optical frequency coupled to hyperfine level of excited state under right polarization

序号	实验拟合数据/GHz	72.4 G 计算/GHz	能级表示 $ F_1, F, m_F\rangle$
1	190.1653(6)	190.21092	$ 1/2, 7/2, -5/2\rangle$
2	190.2597(8)	190.31334	$ 1/2, 9/2, -5/2\rangle$
		190.44165	$ 3/2, 11/2, -5/2\rangle$
		190.47935	$ 3/2, 9/2, -5/2\rangle$
5	190.5352(7)	190.52015	$ 3/2, 7/2, -5/2\rangle$

续表 3-2 右旋偏振激发光下耦合到激发态超精细能级的激发光频率

Tab. 3-1 Pump optical frequency coupled to hyperfine level of excited state under right polarization

序号	实验拟合数据/GHz	72.4 G 计算/GHz	能级表示 $ F_1, F, m_F\rangle$
		190.56467	$ 3/2, 5/2, -5/2\rangle$
		190.80727	$ 5/2, 11/2, -5/2\rangle$
		190.86301	$ 5/2, 9/2, -5/2\rangle$
10	190.9364(2)	190.92383	$ 5/2, 7/2, -5/2\rangle$
11	190.9919(4)	190.99047	$ 5/2, 5/2, -5/2\rangle$

表 3-3 线偏振激发光下耦合到激发态超精细能级的激发光频率

Tab. 3-1 Pump optical frequency coupled to hyperfine level of excited state under linear polarization

序号	实验拟合数据/GHz	72.4 G 计算/GHz	能级表示 $ F_1, F, m_F\rangle$
		190.20747	$ 1/2, 7/2, -7/2\rangle$
2	190.2533(5)	190.31679	$ 1/2, 9/2, -7/2\rangle$
4	190.4486(4)	190.43744	$ 3/2, 11/2, -7/2\rangle$
5	190.5357(3)	190.47802	$ 3/2, 9/2, -7/2\rangle$
6	190.5850(9)	190.52162	$ 3/2, 7/2, -7/2\rangle$
7	190.7326(5)	190.80093	$ 5/2, 11/2, -7/2\rangle$
		190.8612	$ 5/2, 9/2, -7/2\rangle$
10	190.9396(8)	190.92628	$ 5/2, 7/2, -7/2\rangle$
12	191.1462(3)		

3.5 本章小节

本章首先从实验上介绍了通过原子间 Feshbach 共振制备合成弱束缚的 Feshbach 分子，随后通过 STIRAP 过程相干转移到绝对振转基态分子的过程。根据 STIRAP 中间激发态的选择定则，理论分析了激发态超精细能级结构并给出了 Feshbach 分子态跃迁到中间激发态的具体频率及能级表示。之后搭建激发光光路，在实验上通过扫描 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ Feshbach 弱束缚分子单光子损耗谱得到了在不同偏振激发光作用下 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 激发态的超精细能谱。将理论与测量结果对比，确定了激发态

超精细能级的激发谱，该测量结果为通过中间激发态制备合成最低振转能级的 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 基态分子提供了重要依据。

4 超冷 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 基态在第一转动态的制备

由受激拉曼绝热通道（STIRAP）方法制备合成的基态分子在短距离内是不稳定的，会发生剧烈的非弹性碰撞，阻碍了通过弹性碰撞实现超冷基态分子的可能。抑制损耗是实现稳定的偶极分子多体量子系统的关键前提。近期研究发现通过外部场调控分子，可以使分子间产生排斥相互作用，抑制分子在短距离时发生的碰撞损耗。2020年叶军小组通过施加外部电场，诱导分子间产生相互排斥的偶极相互作用，使分子可以通过蒸发冷却到费米温度以下。随后多个实验小组研究发现通过将旋转态与蓝失谐圆极化微波耦合，也可以在分子间形成斥力屏障，保护分子不到达短距离。微波耦合时在分子间诱导出了排斥偶极-偶极相互作用，提高了弹性碰撞的效率，为实现超冷致密的极性分子制备开辟了道路^[96]。微波屏蔽是稳定和操纵分子间碰撞的重要工具，因此本文尝试利用微波场来屏蔽极性分子。

4.1 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 基态分子的制备

制备完成 Feshbach 分子后，通过受激拉曼绝热通道（STIRAP）的方法来合成绝对振转基态分子。由于 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 基态分子 $X^1\Sigma^+|\nu=0, J=0, m_{iNa}, m_{iK}\rangle$ 的电子总角动量 $J=0$ ，无需考虑 J 与核自旋角动量之间的耦合，因此只需要考虑核自旋角动量之间的耦合与塞曼效应^[76]。在强磁场下， $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 基态分子哈密顿量为

$$H_g = \mu_B g_{iNa} B I_{Na} + \mu_B g_{iK} B I_K - c_4 I_{Na} I_K \quad (4-1)$$

其中 μ_B 是波尔磁子， g_{iNa} 和 g_{iK} 分别为 Na 原子核和 K 原子核的朗德因子， c_4 为标量自旋相互作用常数（约为 400 Hz）^[89]。通过求解，可以看到由于原子核自旋角动量之间的耦合， $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 分子基态在强磁场下分裂成 36 个超精细能级，能级间间隔很小，大约为百 KHz，因此我们在制备 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 基态分子时，要注意两束 STIRAP 光的稳定性，避免同时跃迁到两个基态能级造成分子的损耗。

STIRAP 绝热转移技术分别使用 Pump 和 Stokes 两束光将 Feshbach 分子态与分子基态耦合，再控制两个跃迁拉比频率随时间变化，将弱束缚态的 Feshbach 分子绝热地转移到所需的最低振转分子基态，从而实现基态分子的高效率制备。在上章中已经成功制备出 4×10^4 个处于 $a^3\Sigma^+|c=19, J=1, m_F=-7/2\rangle$ 态的 Feshbach 分子，计算并测量得到了该 Feshbach 分子态能够耦合到中间激发态 $B^1\Pi|v=4, J=1\rangle \sim c^3\Sigma^+|v=25, N=1, J=1\rangle$ 的超精细能级位置，并且在理论和实验对

比校准后得到了 Pump 光的具体跃迁频率。下面将分析中间激发态与分子基态间的耦合，即 Stokes 光频率的校准与锁定。实验中用 Topotica 公司波长为 1160 nm 的外腔反馈半导体激光器作为 Stokes 光的主激光器，然后经拉曼光纤放大器放大后注入倍频腔倍频产生 580 nm 的激光^[88]。与 3.4.2 节激发光的调制锁频相同，经 EOM 调制后注入超稳腔，通过电子伺服系统完成 580 nm 激光的调制与锁定，锁定后的激光器线宽都在 1 KHz 以下。

为了得到精确的 Stokes 光的共振位置，扫描了 Feshbach 分子的 EIT 谱，具体原理涉及 AC Stark 效应和电磁诱导透明（EIT）效应^[90]。在三能级 Λ 系统中，当某一辐射场频率与两能级间能级频率差共振时，该辐射场会与能级产生强烈的耦合，使得能级产生 AC Stark 分裂，能级位置偏移原位置，在共振位置处不会引起 Feshbach 分子的跃迁，因此如果将 Pump 光锁定在 Feshbach 分子态与某一中间耦合态的共振位置，然后扫描 Stokes 光，就能看到 Stokes 光在共振位置处 Feshbach 分子数是最多的。电磁诱导透明效应是一种量子相干效应，当频率相同的一束光强较强的光与另一束很弱的光同时作用于某一能级，该能级会优先吸收光强较强的光发生能级跃迁，处于该能级原子数急剧减少，因此对另一束光不吸收也不反射，这种现象称为强激光对弱激光的完全透明。在实验中，先将 Stokes 光作用于 Feshbach 分子，随后用光强较小的 Pump 光作用，使 Stokes 光的作用时间完全覆盖 Pump 光，这样就能得到较为精细的 Feshbach 分子 EIT 双光子谱，便于标定精确的 Stokes 光共振位置^[92]。

确定 Pump 光和 Stokes 光的共振频率，之后通过 STIRAP 过程制备基态分子。值得注意的是，由于中间耦合激发态超精细能级间能级差较小，且在某一位置处同一频率不同偏振的 Pump 光可以耦合到不同的激发态，所以在选择 Pump 光频率和偏振时要选择激发态独立或者耦合强度最强的偏振，这样能够避免因偏振不纯而跃迁到多个能级的现象，造成不必要的分子数损失^[93]。实验上选择的中间激发态在 10 号损失峰位置，Pump 光为右旋偏振（具体频率为 360.190936 THz），Stokes 光为左旋偏振，具体过程为在合成 Feshbach 分子，通过磁场梯度清除残余原子后，将磁场稳定到 72.6 G，因 STIRAP 过程对磁场稳定性要求很高，所以之后保持 50 ms 等待磁场稳定，然后将高斯型 Stokes 光作用到分子上，随后打开高斯型 Pump 光，两束光同时作用 70 μs ，这样 Feshbach 分子就绝热转移到了基态。最后为了探测基态分子数，反打 STIRAP 光将基态转移到 Feshbach 分子态^[95]，然后通过将磁

场升高到 80.4 G 解离为 ^{40}K 原子，利用 ^{40}K 探测光探测得到基态分子数。

4.2 微波系统的搭建

微波屏蔽的原理为：通过蓝失谐微波将绝对振转基态分子制备到基态与第一转动态的缀饰态，制备到该缀饰态的分子在远距离上表现出强的偶极相互作用。当它们彼此靠近时，诱导偶极子之间的直接耦合开始占主导地位，形成一个排斥屏障，有效地避免了分子在短距离间的非弹性碰撞^[95]。为了实现微波屏蔽， $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 分子的两个旋转能级可以通过蓝失谐圆极化的微波耦合，分子振转基态从 $J=0$ 到 $J=1$ 的能级跃迁频率约为 5.643 GHz，因此需要一种微波天线能够实现圆极化微波，且在频率为 5.643GHz 附近有很强的增益效果。针对这些要求，我们使用三种天线来尝试实现旋转基态间的耦合。

自制单极化螺旋天线：旋转天线是由一个旋转线圈和一个反射板组成的，信号沿螺旋天线旋转的方向传播，为了获得高增益，螺旋天线的尺寸必须满足经验公式^[98]：

$$0.8 < C_\lambda < 1.2 \quad (4-2)$$

$$12^\circ < \alpha < 14^\circ \quad (4-3)$$

其中 $\alpha = \tan \alpha = S_\lambda / C_\lambda$ 为斜率， $C_\lambda = C / \lambda$ ， $C = \pi d$ 为天线周长， d 为缠绕棒的直径； $S_\lambda = S / \lambda$ ， S 为天线螺纹间距。螺旋天线的指向性可以用 D_r 表示， $D_r \approx 12C_\lambda^2 S_\lambda n$ ，从公式中可以发现天线指向性与缠绕的匝数成正比，匝数越大，指向性越高。

旋转天线是用聚四氟乙稀（PTFE）作为缠绕棒来支撑螺旋结构，然后在杆的周围旋刻一个螺旋型的缺口与天线绕向匹配。螺旋天线用直径为 1 mm 的绝缘铜线，将铜线嵌入凹槽缺口，微波信号将在聚四氟乙稀棒中传播，增强了微波传输的机械稳定性。在聚四氟乙稀棒（PTFE）中传输的波长 $\lambda' = \lambda / \sqrt{\epsilon}$ ，其中 $\epsilon \approx 2$ 为 PTFE 的介电常数， λ 为微波在真空中传播的波长。如果要得到频率为 5.643 GHz 的微波，波长 $\lambda = 53.13$ mm，在 PTFE 中传播的波长就可以计算得到为 $\lambda' = 37.57$ mm。反射板是由黄铜制成的类似杯子的形状，中间预留两个洞，反射板直径 D 和反射板深度 h 都应大于 $\lambda'/2$ ，这里我们设计 $D = 1.45$ ， $\lambda' \approx 54.5$ mm，反射板的深度 $h = 0.52 \lambda' \approx 19.5$ mm。将缠绕棒插入反射板，铜线的顶部焊接到同轴连接器（SMA）的芯上，后杆

用螺丝将缠绕棒与反射板固定。如果我们设定天线匝数 $n=10$, $C_{\lambda}=1.13$, $S_{\lambda}=0.21$, $\alpha=10^\circ$, 则可以推出天线的缠绕直径 $d=13.5\text{ mm}$, 天线螺纹间距 $S=8\text{ mm}$, 进而得出缠绕天线的缠绕棒长度 $L\approx 100\text{ mm}$ 。

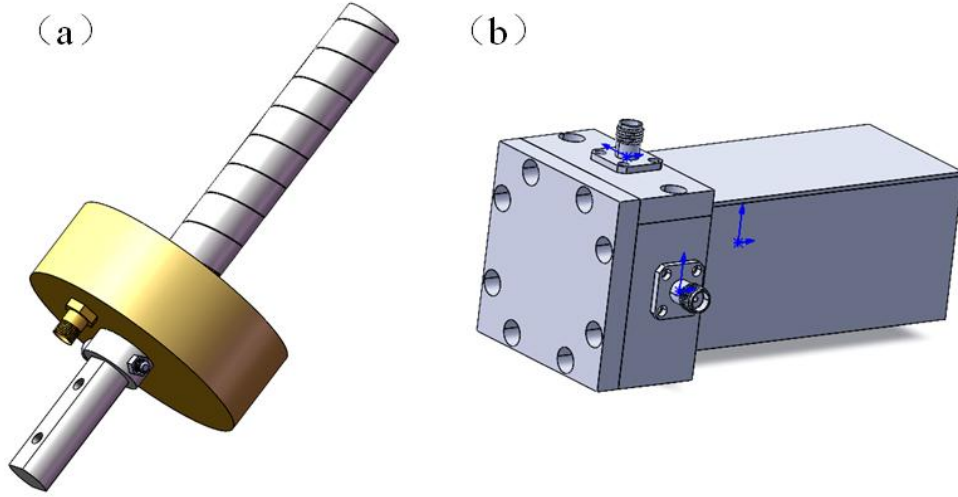


图 4-1 (a) 自制螺旋天线实物图 (b) 波导天线实物图

Fig. 4-1 (a) Spiral antenna (b) Waveguide antenna

双极化波导天线：波导天线是将射频信号加载到波导端口，使得电信号能够在波导中反复增强并定向传播。双极化波导天线是在正交的两个轴上各加一束信号，通过调节两路信号的相位差来实现不同的极化，得到线极化、椭圆极化或者圆极化微波。双极化波导天线相对于单极化天线，可以更灵活的调节微波偏振。我们使用的是公司设计生产的天线，尺寸约为 $40\times 40\times 100\text{ mm}$ ，在中心频率 5.643 GHz 处增益最强。由于实验平台空间不足，波导天线口最近只能放置在距离原子约 50 mm 处，这使得测量得到的分子间耦合强度不足，可能导致部分分子跃迁到其他转动态，造成基态分子非必要的损耗。

双极化微带天线：微带天线能够通过与有源器件连接获得双极化信号，满足需求；其次，微带天线在体积上相对于波导天线要小得多，在极限的实验空间中更容易放置在靠原子更近的地方，这样可能增强微波耦合的强度，使微波屏蔽的效果更好。本文使用的微带天线是由西安恒达微波技术开发有限公司设计生产的双极化微带天线（型号为 HD-565DPMA6S41），频率范围为 $5.6\text{--}5.7\text{ GHz}$ ，驻波比 ≤ 2 ，增益 $\geq 6\text{ dB}$ ，尺寸为 $34\times 34\times 14.5\text{ mm}$ 。

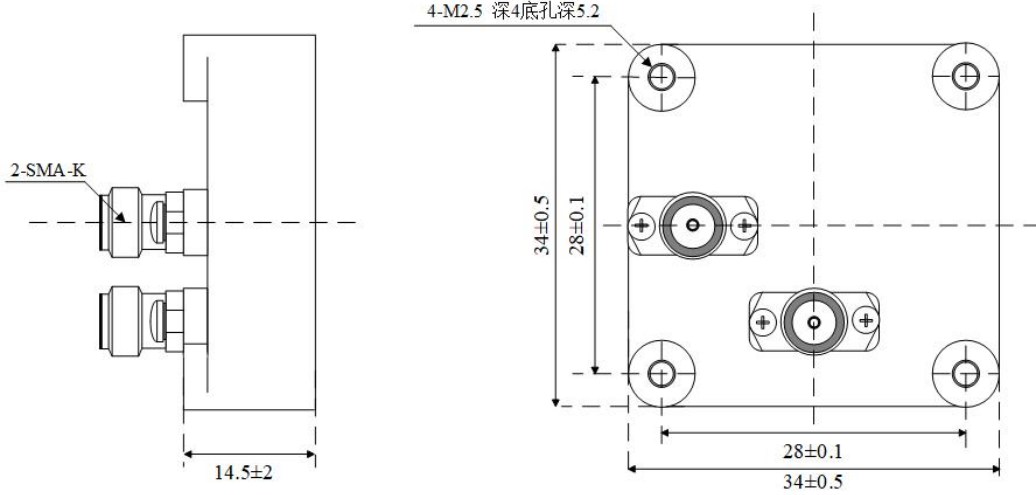


图 4-2 微带天线实际尺寸图

Fig. 4-2 Microstrip antenna

4.3 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 第一转动态分子的实验研究

为了更好的操控分子，本文研究了 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 分子基态与第一转动态的相干耦合。具体操作为将蓝失谐圆极化微波场作用于 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 基态分子的量子气体上，诱导基态分子跃迁到第一转动态，得到第一转动态的超精细能级位置，测量微波不同极化下，基态与第一转动态的耦合强度。通过将振转基态分子 $X^1\Sigma^+|J=0, m_J=0, m_{i\text{Na}}=1/2, m_{i\text{K}}=-4\rangle$ 与 $|J=1, m_J=0, \pm 1\rangle$ 第一转动态进行耦合，其中 J 表示振动量子数， m_J 为振动量子数沿磁场的投影。

4.3.1 $|J=0\rangle \rightarrow |J=1\rangle$ 基态分子的振转光谱测量

搭建微波装置来产生纯左旋圆极化信号，实现分子转动基态间的耦合。图 4-3 为微波装置图，本文用信号发生器（ROHDE&SCHWARZ，型号为 SMB100A， $f=10\text{ GHz}$ ）来作为 5.64 GHz 的微波源，然后通过带通滤波器（上海华湘定制，SHX-BPF-5650-5652M-R40-SF）进行滤波，再通过开关（Mini-Circuits，F9114A，开关响应时间为 10 ns ）经功分器（华湘，SHX-2/6-2S）分为两路，信号过手动连续可调衰减器（华湘，GKTS10-18-E）经功率放大器（Mini-Circuits，ZVE-8G）放大后注入移相器（BPS-S-6-120），通过环形器（SHX-TH401A）后输入波导天线的两个端口。其中通过调节衰减器来控制两轴功率的平衡稳定，调节移相器来改变两轴信号的相对相位，以便产生圆极化偏振的输出信号，环形器是用来避免天线信号

的回输造成微波元器件的损坏。

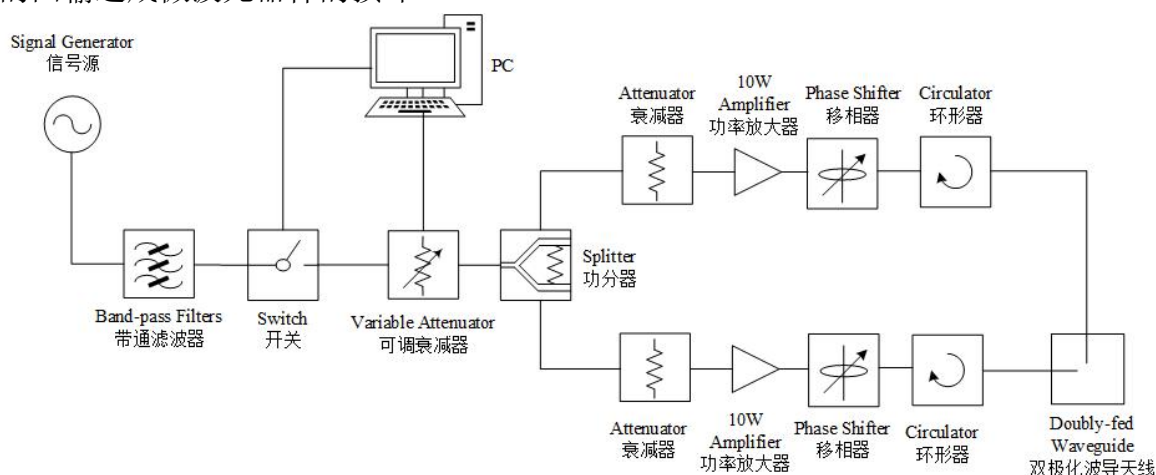


图 4-3 5.64 G 微波装置图

Fig. 4-3 Experimental setup of 5.64 G microwave

注 6：带通滤波器抑制信号源噪声，衰减器调节天线两轴功率，移相器调节天线两轴相对相位

经过实验测量发现，实现转动基态间的耦合的主要挑战在于产生高纯度圆极化的低噪声高功率微波场。因此在光路中我们加入带通滤波器来抑制信号发生器的相位噪声，滤波器设计通带带宽为 2 MHz，但由于制作工艺与实验环境的影响，实际测量得到的通带频率约为 20 MHz。

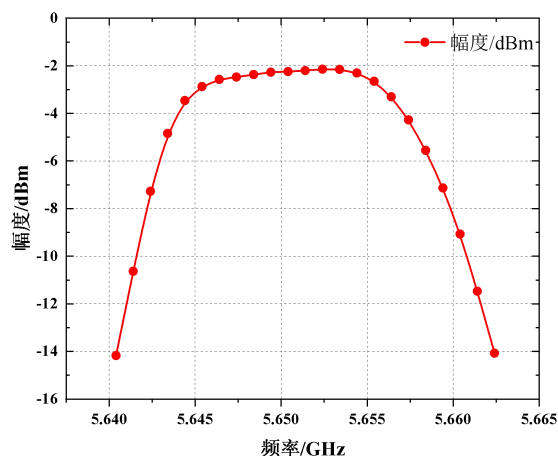


图 4-4 带通滤波器随微波信号频率的幅度变化

Fig. 4-4 Amplitude of the microwave signal frequency

注 7：信号源输出 0 dBm，加滤波器后接入频谱仪（ROHDE & SCHWARZ，型号为 FSV3013）测量衰减曲线

为了实现有效的转动基态间的耦合，将分子的振转基态 $|J=0\rangle$ 通过蓝失谐左旋圆极化微波耦合到第一转动态 $|J=1\rangle$ 的超精细态 $|1,-1\rangle$ 。在实验中，微波场由双极

化波导天线产生，通过调节两正交轴的相位来获得左旋极化。首先通过 STIRAP 在光阱中制备得到了处于 $X^1\Sigma^+|J=0, m_J=0, m_{i\text{Na}}=1/2, m_{i\text{K}}=-4\rangle$ 态的基态分子，其中 J 为转动量子数， m_J 是 J 在磁场轴（规定为 z 方向）上的投影， $m_{i\text{Na}}$ 和 $m_{i\text{K}}$ 是 Na 核自旋 I_{Na} 和 K 核自旋 I_{K} 在磁场轴上的投影。之后将波导天线沿磁场方向放置，扫描信号源频率，观测基态分子数的变化。由于光阱捕获光会引起 AC Stark 效应使能级发生位移，影响测量分子能级，因此在打微波信号之前需要关闭光阱。具体步骤为：制备合成基态分子后，关闭光阱，立即输出微波信号（信号源输出幅度为 -25 dBm），等待 0.3 ms 后关闭开关，测量剩余基态分子数。图 4-5 为扫描得到的基态分子损失谱，根据损失谱我们可以得出跃迁到不同第一转动态超精细能级的具体跃迁频率。

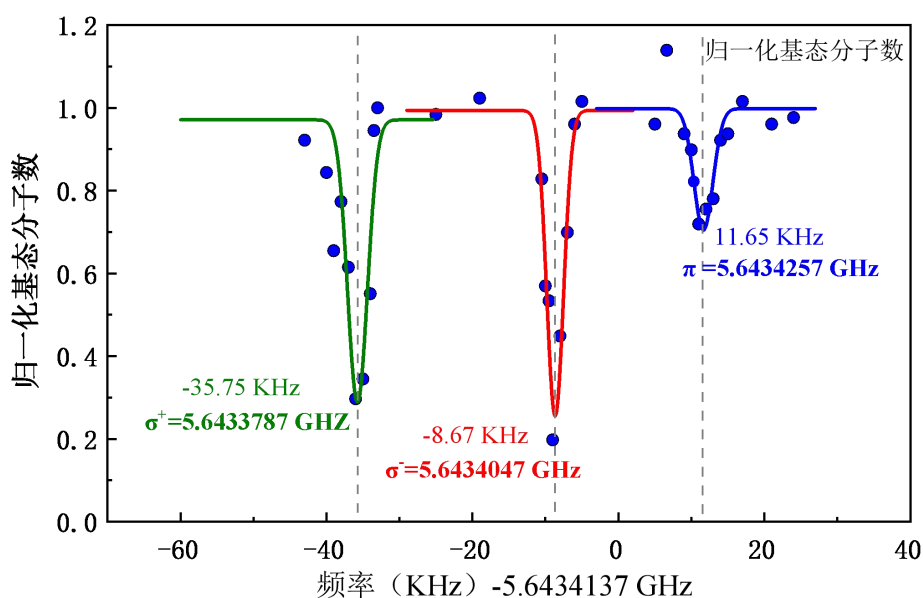


图 4-5 NaK 转动激发态超精细能级谱

Fig. 4-5 Hyperfine level spectrum of NaK excited state

表 4-1 振转基态 $|J=0\rangle$ 到转动态 $|J=1\rangle$ 超精细能级跃迁频率

Tab. 4-1 Ground state $|J=0\rangle$ to rotational state $|J=1\rangle$ level transition frequency

微波偏振极化	跃迁频率	能级表示 $ J, m_J\rangle$
右旋 σ^+	5.6433787 GHz	$ 1, 1\rangle$
左旋 σ^-	5.6434047 GHz	$ 1, -1\rangle$
线偏 π	5.6434257 GHz	$ 1, 0\rangle$

4.3.2 微波耦合强度测量

为了校准微波偏振，本文利用分子的不同微波跃迁来表征微波场的原位极化。在低功率下测量转动激发态 $|1,1\rangle$ 、 $|1,0\rangle$ 、 $|1,-1\rangle$ 与基态 $|0,0\rangle$ 的拉比振荡，偏振 σ^+ 、 σ^- 和 π 分别代表 $|0,0\rangle \leftrightarrow |1,1\rangle$ 、 $|0,0\rangle \leftrightarrow |1,-1\rangle$ 和 $|0,0\rangle \leftrightarrow |1,0\rangle$ 能级间的耦合。

要保证微波偏振的纯度，首先要使天线两正交端口（x 轴与 y 轴）输出信号的功率相同。单接入 x 轴（y 轴）天线，调节 x 轴（y 轴）衰减器测量微波右旋极化下的共振拉比频率。设置信号源频率为 5.6434047 GHz，幅度为 -8 dBm，最后测量发现 x 轴衰减器刻度 5.8 与 y 轴衰减器刻度 7.95 时两轴共振拉比频率相同，说明此时两轴耦合强度相同，输出信号的功率相同。

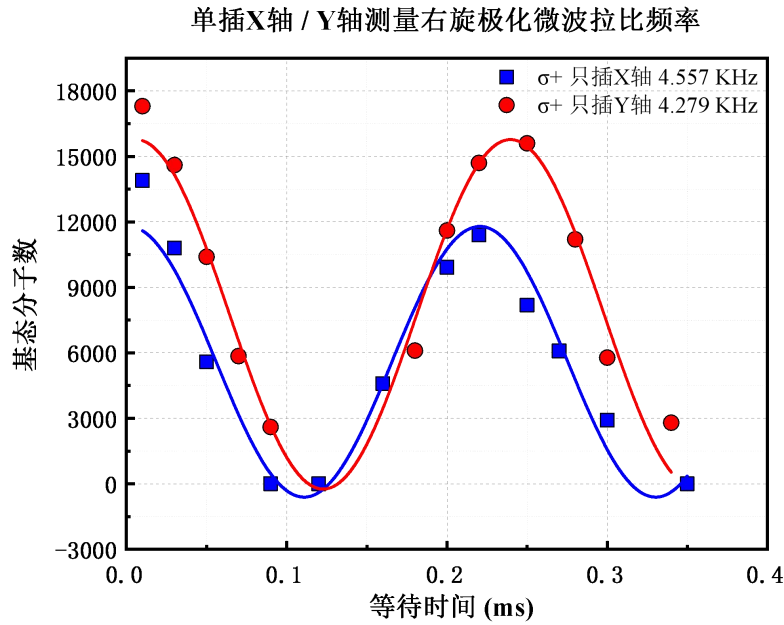


图 4-6 只插 x 轴（y 轴）测量右旋极化微波拉比频率

Fig. 4-6 Right polarization microwave Rabi frequency of single X/Y-axis

其次将 x 轴与 y 轴天线同时接入，测量不同极化微波下的分子旋转态之间的耦合强度，通过逐渐增加拉比频率来耦合到第一转动态。低功率下的微波场下可以忽略非共振耦合^[52]，因此在不加功率放大器的前提下，通过调节移相器改变两轴的相对相位，将微波信号作用于基态分子，等待不同时间测量剩余分子数，再次测量共振处的拉比振荡。只转动其中一个轴的移相器改变两轴相位差，因为移相器（BPS-S-6-120）调节范围为 0° 到 120°，最多旋转 24 圈，转一圈改变 5°，从 x 轴移相器最长处（120°）开始转动，测量激发态与基态的拉比振荡，测量结果如图所示

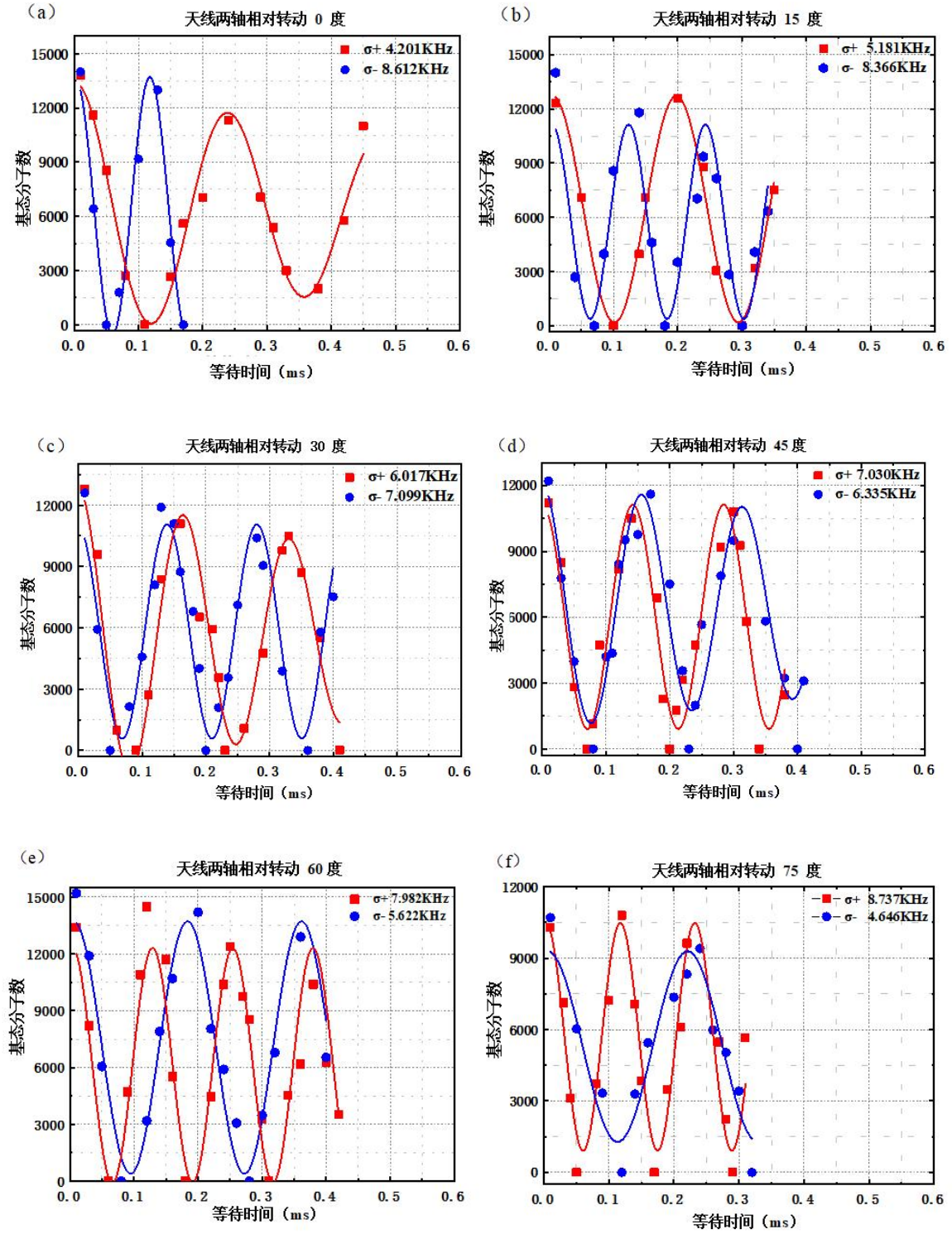


图 4-7 (a)-(f) 微波天线两轴相对转动 0 度-75 度测得的左旋右旋拉比频率

Fig. 4-7 (a)-(f) Right/Left polarization microwave Rabi frequency varies as relative rotation angle

注 8: 转动 X 轴移相器, 改变微波天线两轴相对相位

本文的目的是为了得到纯度较高的左旋圆极化微波, 然而通过测量调节到的左

旋 σ^- 极化下的最大共振拉比振荡频率为 $2\pi \times 8.612 \text{ KHz}$ ，右旋 σ^+ 极化下的最小共振拉比振荡频率为 $2\pi \times 4.201 \text{ KHz}$ 。由于单轴移相器不足以完全调节两轴相对相位，之后在 y 轴也接入移项器，重复以上步骤，测量得到 x 轴移相器转动 4 圈，y 轴移相器转动 12 圈时左旋微波耦合强度最强。转动态间的耦合与微波信号强度有关，因此接入 10 W 功率放大器通过调节信号源幅度来增强耦合强度，测量发现在信号源输出 15 dBm，x 轴移相器转动 4 圈，y 轴移相器转动 12 圈时 σ^- 极化下微波耦合强度最强，共振拉比振荡频率为 $2\pi \times 1.623 \text{ MHz}$ 。增大微波信号功率可以增强微波耦合强度，但由于目前测量步长为 0.1 μs ，已达到目前我们实验测量能达到的较高精度，因此我们未继续测量微波耦合拉比频率。

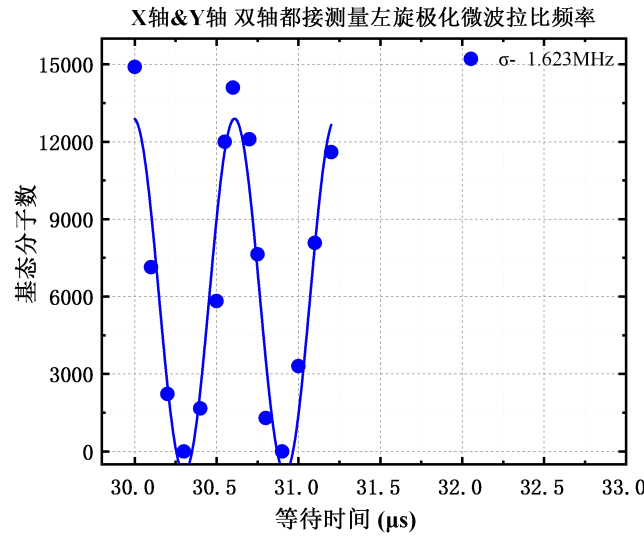


图 4-8 天线双轴都接入测量得到的微波左旋拉比频率

Fig. 4-8 Left polarization microwave Rabi frequency of the two axes

由文献[51]中可得微波信号在蓝失谐 8 MHz 附近会引起微波屏蔽现象，因此我们设定信号源输出频率 5.6434055 MHz，幅度 15 dBm，在 x 轴衰减器刻度 5.8，y 轴衰减器刻度 7.95，x 轴移相器转动 4 圈，y 轴移相器转动 12 圈时测量基态分子寿命，结果发现寿命并未延长。猜测可能的原因一为信号噪声太大，使得分子跃迁到了其他能级；二为微波左旋极化纯度不够高，耦合强度不够大，因此之后我们将尝试使用低噪声的信号源和功率放大器来抑制相位噪声，尝试使用尺寸较小的微带天线放置于更靠近原子处发射微波信号。

4.4 本章小节

本章介绍了 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 基态与第一转动态分子的制备过程，具体操作为利用 AC Stark 效应测量得到了 Feshbach 分子的 EIT 谱，确定了 STIRAP 光的共振频率。通过控制 STIRAP 光的频率与偏振，在实验上制备出了处于 $X^1\Sigma^+|v=0, J=1, 1/2, -4\rangle$ 态的基态分子 2×10^4 个。然后通过施加蓝失谐圆极化微波来耦合分子基态与激发态第一转动态，制备得到第一转动态的分子。首先介绍了微波的设计及搭建过程；其次，通过扫描信号源频率测量得到了 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 基态分子的损失谱，根据损失谱标定了跃迁到激发态第一转动态不同超精细能级的具体跃迁频率；最后由于微波屏蔽效果与微波偏振的纯度有关，且相位噪声对偏振极化率有很大影响，加入滤波器来抑制信号源噪声，通过改变衰减器刻度来控制天线两轴输出功率相同，调节两轴移相器来控制输出信号的相对相位，测量不同偏振极化下共振拉比振荡频率，选取左旋极化微波耦合最强的位置来耦合转动态。

5 总结与展望

本文主要研究超冷极性双原子分子，包括双原子分子的能级表示，超精细能级结构的计算分析、合成基态分子的实验原理和步骤以及利用微波屏蔽的方法延长分子寿命。

在理论分析方面，首先介绍了双原子分子能级的表示规则，确定了 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 分子的能级表示及跃迁定则，然后详细分析了双原子分子能级中角动量之间的耦合情况，分析得出了不同洪德定则下对应量子态的好量子数表达，这些好量子数可以帮助我们分析分子超精细能态的基矢表示，为后续分子激发态超精细能级的计算奠定基础。根据能级基矢表示我们分析了分子能级间表象变换，利用 Wigner-3j 系数表示了非耦合基矢到耦合基矢的变换。然后通过详细分析了双原子分子的转动能级结构，我们得出了 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 分子基态和激发态的哈密顿量表示。最后通过分析双原子分子的跃迁规则，选择了能够通过受激拉曼绝热通道（STIRAP）方法合成基态分子的合适的激发态能级 $B^1\Pi \sim c^3\Sigma^+$ ，之后分两步分析了 $B^1\Pi \sim c^3\Sigma^+$ 激发态精细结构和超精细结构，计算得出了 Feshbach 分子态 $a^3\Sigma^+|v=19, J=1, m_F=-7/2\rangle$ 到 $B^1\Pi|v=4, J=1\rangle \sim c^3\Sigma^+|v=25, N=1, J=1\rangle$ 中间激发态的超精细能级的跃迁频率以及激发态的具体能级表示，根据跃迁定则选择合适的激发光来合成特定的基态分子，这个计算为通过中间激发态制备合成最低振转能级的 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 基态分子提供了重要依据。

在实验测量方面，利用磁缔合的方法扫描磁场绝热的通过 ^{23}Na 原子和 ^{40}K 原子之间的 Feshbach 共振点，调控两原子间的散射长度来合成弱束缚的 Feshbach 分子，然后测量了在不同偏振激发光作用下 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ Feshbach 分子的损耗谱。通过理论与测量结果对比，确定了激发态 $B^1\Pi|v=4, J=1\rangle \sim c^3\Sigma^+|v=25, N=1, J=1\rangle$ 超精细能级激发谱。因为分子超精细能级间间隔很小，必须保证激发光频率的稳定性和偏振的高度纯化，因此利用基于 PDH 稳频的边带调制技术搭建了激发光光路，获得了线宽小于 1 KHz 的激发光。接着根据 AC Stark 效应和电磁诱导透明（EIT）效应扫描得出 Feshbach 分子的 EIT 谱，标定了 STIRAP 中 Stokes 光的共振频率，利用 STIRAP 的方法制备得到了单重态振转基态分子。最后为了合成超冷致密的基态分子，尝试利用蓝失谐圆极化微波场耦合基态与第一转动态，设计了微波天线，搭建了一套微波系统，扫描得到了 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 分子第一转动态的激发谱，通过调节衰减器改变天线两轴幅度，紧接着扫描移相器测量不同偏振微波场下的共振拉比频率，选

择了左旋偏振最强的位置耦合转动态。由于相位噪声的影响，并没有观测到基态分子寿命延长的现象，因此接下来我们的工作是将低噪声的信号源与功率放大器。

基于超冷基态分子的研究，在理论方面可以尝试分析分子间的碰撞损失机制，寻找抑制损耗合成偶极分子多体量子系统的方法；在实验方面，可以研究原子-分子间的碰撞，利用 Feshbach 共振合成多原子分子、将 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 分子装入光晶格中隔离抑制碰撞延长寿命，增大弹性碰撞率，降低非弹性碰撞率，使分子能够通过蒸发冷却合成超冷致密气体。

参考文献

- [1] KREMS R, FRIEDRICH B, STWALLEY W C. Cold molecules: theory, experiment, applications[M]. 2009.
- [2] LINCOLN D C, DEMILLE D, KREMS R V, et al. Cold and ultracold molecules: science, technology and applications[J]. New Journal of Physics, 2009, 11: 055049.
- [3] BARANOV M A, DALMONTE M, PUPILLO G, et al. Condensed matter theory of dipolar quantum gases[J]. Chemical Reviews, 2012, 112(9): 4801-5072.
- [4] BOHN J L, REY A M, YE J. Cold Molecules: Progress in quantum engineering of chemistry and quantum matter[J]. Science, 2017, 357: 1002-1010.
- [5] MITRA D, LEUNG K H, ZELEVINSKY T. Quantum control of molecules for fundamental physics[J]. Physical Review A, 2022, 105: 040101.
- [6] YANG H, WANG X Y, SU Z, et al. Evidence for the association of triatomic molecules in ultracold $^{23}\text{Na}^{40}\text{K} + ^{40}\text{K}$ mixtures[J]. Nature, 2022, 602: 229-233.
- [7] BARANOV M A, MARENKO M S, RYCHKOV V S, et al. Superfluid pairing in a polarized dipolar Fermi gas[J]. Physical Review A, 2002, 66: 013606.
- [8] COOPER N R, SHLYAPNIKOV G V. Stable topological superfluid phase of ultracold polar fermionic molecules[J]. Physical Review Letters, 2009, 103: 155302.
- [9] PIKOVSKI A, KLAUWUNN M, SHLYAPNIKOV G V, et al. Interlayer superfluidity in bilayer systems of fermionic polar molecules[J]. Physical Review Letters, 2010, 105: 215302.
- [10] BARANOV M A, MICHELI A, RONEN S, et al. Bilayer superfluidity of fermionic polar molecules: Many-body effects[J]. Physical Review A, 2011, 83: 043602.
- [11] BARANOV M A, SIEBERER L M. Collective modes, stability, and superfluid transition of a quasi-two-dimensional dipolar Fermi gas[J]. Physical Review A, 2011, 84: 063633.
- [12] DOYLE J, FRIEDRICH B, KREMS R V, et al. Editorial: Quo vadis, cold molecules[J]. The European Physical Journal D, 2004, 31: 149-164.
- [13] BETHLEM H L, MEIJER G. Production and application of translationally cold molecules[J]. International Reviews in Physical Chemistry, 2003, 22(1): 73-128.
- [14] HUTSON J M, SOLDAN P. Molecule formation in ultracold atomic gases[J].

- International Reviews in Physical Chemistry, 2006, 25(4): 497-526.
- [15]ANDEREGG L, AUGENBRAUN B L, BAO Y, et al. Laser cooling of optically trapped molecules[J]. Nature Physics, 2018, 14: 890-893.
- [16]KOZYRYEV I, BAUM L, MATSUDA K, et al. Sisyphus laser cooling of a polyatomic molecules[J]. Physical Review Letters, 2017, 118: 173201.
- [17]IWATA G Z, MCNALLY R L, ZELEVINSKY T. High-resolution optical spectroscopy with a buffer-gas-cooled beam of BaH molecules[J]. Physical Review A, 2017, 96(2): 022509.
- [18]TRUPPE S, MARX S, KRAY S, et al. Spectroscopic characterization of aluminum monofluoride with relevance to laser cooling and trapping[J]. Physical Review A, 2019, 100(5): 052513.
- [19]LAWRENCE W. C, BENJAMIN L. A, BAO Y C, et al. Λ -Enhanced imaging of molecules in an optical trap[J]. Physical Review Letters, 2018, 121: 083201.
- [20]陈涛,颜波.极性分子的激光冷却及囚禁技术.物理学报, 2019, 68(4): 043701.
- [21]SCHRECK F, DRUTEN K. Laser cooling for quantum gases[J]. Nature Physics, 2021, 17: 1296–1304.
- [22]SOFTLEY T P. Cold and ultracold molecules in the twenties[J]. Proceedings of the Royal Society A, 2023, 479: 20220806.
- [23]CHAE E. Laser cooling of molecules[J]. Journal of the Korean Physical Society, 2023, 82: 851–863.
- [24]DANZL J G, HALLER E, GUSTAVSDON M, et al. Quantum gas of deeply bound ground state molecules[J]. Science, 2008, 321(5892): 1062-1066.
- [25]DANZL J G, MARK M J, HALLER E, et al. An ultracold high-density sample of rovibronic ground-state molecules in an optical lattice[J]. Nature Physics, 2010, 6: 265–270.
- [26]RIDINGER A, CHAUDHURI S, SALEZ T, et al. Photoassociative creation of ultracold heteronuclear $^6\text{Li}^{40}\text{K}$ molecules[J]. IOP Science, 2011, 96: 33001.
- [27]STELLMER S, PASQUIOU B, GRIMM R, et al. Creation of ultracold Sr_2 molecules in the electronic ground state[J]. Physical Review Letters, 2012, 109(11): 115302.
- [28]REINAUDI G, OSBORN C B, MCDONALD M, et al. Optical production of stable

- ultracold $^{88}\text{Sr}_2$ molecules[J]. Physical Review Letters, 2012, 109(11): 115303.
- [29] TAKEKOSHI T, REICHSOLLNER L, SCHINDEWOLF A, et al. Ultracold dense samples of dipolar RbCs molecules in the rovibrational and hyperfine ground state[J]. Physical Review Letters, 2014, 113(20): 205301.
- [30] MOLONY P K, GREGORY P D, JI Z, et al. Creation of ultracold $^{87}\text{Rb}^{133}\text{Cs}$ molecules in the rovibrational ground state[J]. Physical Review Letters, 2014, 113(25): 255301.
- [31] GUO M, ZHU B, LU B, et al. Creation of an ultracold gas of ground-state dipolar $^{23}\text{Na}^{87}\text{Rb}$ molecules[J]. Physical Review Letters, 2016, 116(20): 205303.
- [32] VOGES K K, GERSEMA P, SCHULZE T A, et al. Ultracold gas of bosonic $^{23}\text{Na}^{39}\text{K}$ ground-state molecules[J]. Physical Review Letters, 2020, 125(8): 083401.
- [33] STEVENSON I, LAM A Z, BIGAGLI N, et al. Ultracold gas of dipolar NaCs ground state molecules[J]. Physical Review Letters, 2023, 130: 113002.
- [34] NI K-K, OSPELKAUS S, PEER A, et al. A high phase-space-density gas of polar molecules[J]. Science, 2008, 332(5899): 231-235.
- [35] PARK J W, WILL S A, ZWIERLEIN M W. Ultracold dipolar gas of fermionic $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ molecules in their absolute ground state[J]. Physical Review Letters, 2015, 114(20): 205302.
- [36] SEEBELBERG F, BUCHHEIM N, LU Z K, et al. Modeling the Adiabatic Creation of Ultracold Polar $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ Molecules[J]. Physical Review A, 2018, 97(1): 013405.
- [37] RVACHOV T M, SON H, SPMMER A T, et al. Long-lived ultracold molecules with electric and magnetic dipole moments[J]. Physical Review Letters, 2017, 119(14): 143001.
- [38] VITANOV N V, RANGELOV A A, SHORE B W, et al. Stimulated raman adiabatic passage in physics, chemistry, and beyond[J]. Reviews of Modern Physics, 2017, 89: 015006.
- [39] WANG X Y, FRYE M D, SU Z, et al. Magnetic Feshbach resonances in collisions of $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ with ^{40}K [J]. New Journal of Physics, 2021, 23:115010.
- [40] YANG H, CAO J, SU Z, et al. Creation of an ultracold gas of triatomic molecules from an atom-diatom molecule mixture[J]. Science, 2022, 378: 1009-1013.

- [41]Ni K K, OSPELKAUS S, Wang D, et al. Dipolar collisions of polar molecules in the quantum regime[J]. Nature, 2010, 464(7293): 1324-1328.
- [42]YAN Z Z, PARK J. W, NI Y, et al. Resonant dipolar collisions of ultracold molecules induced by microwave dressing[J]. Physical Review Letters, 2020, 125: 063401.
- [43]MARCASSA L, MUNIZ S, QUEIROZ S, et al. Optical suppression of photoassociative ionization in a magneto-optical trap[J]. Physical Review Letters, 1994, 73: 1911–1914.
- [44]ZILIO S C, MARCASSA S, MUNIZ S, et al. Polarization dependence of optical suppression in photoassociative ionization collisions in a sodium magneto-optic trap[J]. Physical Review Letters, 1996, 76: 2033–2036.
- [45]MUNIZ S R, MARCASSA L G, NAPOLITANO R, et al. Optical suppression of hyperfine-changing collisions in a sample of ultracold sodium atoms[J]. Physical Review A, 1997, 55: 4407–4411.
- [46]SUOMINEN K A, HOLLAND M J, BURNETT K, et al. Optical shielding of cold collisions[J]. Physical Review A, 1995, 51: 1446–1457.
- [47]WEINER J, BAGNATO V S, ZILIO S, et al. Experiments and theory in cold and ultracold collisions[J]. Reviews of Modern Physics, 1999, 71: 1–85.
- [48]LASSABLIERE L, QUEMENER G. Controlling the scattering length of ultracold dipolar molecules[J]. Physical Review Letters, 2018, 121: 163402.
- [49]Karman T, Hutson J M. Microwave shielding of ultracold polar molecules[J]. Physical Review Letters, 2018, 121: 163401.
- [50]Karman T. Microwave shielding with far-from-circular polarization[J]. Physical Review A, 2020, 101: 042702.
- [51]SCHINDEWOLF A, BAUSE R, CHEN X Y, et al. Evaporation of microwave-shielded polar molecules to quantum degeneracy[J]. Nature, 2022, 307: 677-681.
- [52]LIN J Y, CHEN G H, JIN M, et al. Microwave shielding of Bosonic NaRb molecules[J]. Physical Review X, 2023, 13: 031032.
- [53]BIGAGLI N, WARNER C, YAUN W J, et al. Collisionally stable gas of bosonic dipolar ground-state molecules[J]. Nature Physics, 2023, 19: 1579-1584.
- [54]CHEN X Y, BISWAS S, EPPELT S, et al. Ultracold field-linked tetratomic

- molecules[J]. Nature, 2024, 626: 283-287.
- [55]刘亚雄.基于 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 的超冷 Feshbach 分子反应的普适性研究[D]. 中国科学技术大学, 2020.
- [56]BROWN J, CARRINGTON A. Rotational spectroscopy of diatomic molecules[M]. Cambridge University Press, 2003.
- [57]NIKITIN K K. Correlation diagrams for Hund's coupling cases in diatomic molecules with high rotational angular momentum[J]. Molecular Physics, 1994, 82(1): 85-100.
- [58]FROSCHE R A, FOLEY H M. Magnetic Hyperfine Structure in Diatomic Molecules[J]. Physical. Review Journals Archive, 1952, 88: 1337.
- [59]MAINOS C. Multiphoton rotational line strength in diatomic molecules and for states with Hund's case-(a) or case-(b) coupling[J]. Physical Review A, 1986, 33: 3983.
- [60]LIU Y X, ZHAO B. Theoretical Analysis of the Coupling between Feshbach States and Hyperfine Excited States in the Creation of $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ Molecule[J]. Chinese Physics B, 2020, 29(2): 023103.
- [61]BUCHHEIM. Dual-species apparatus for creating a dipolar quantum gas of $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ molecules[D]. 2015.
- [62]PARK J W. An ultracold gas of dipolar Fermionic $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ molecules[D]. 2016.
- [63]喀兴林.高等量子力学[M].高等教育出版社, 2001.
- [64]KRAEMER T, MARK M, WALDBURGER P, et al. Evidence for Efimov quantum states in an ultracold gas of caesium atoms[J]. Nature, 2006, 440(7082): 315-318.
- [65]NAIDON P, ENDO S. Efimov physics: a review[J]. Reports on Progress in Physics, 2017, 80(5): 056001.
- [66]PETROV D S. Quantum mechanical stabilization of a collapsing Bose-Bose mixture[J]. Physical Review Letters, 2015, 115(15): 155302.
- [67]KADAU H, SCHMITT M, WENZEL M, et al. Observing the rosenzweig instability of a quantum ferrofluid[J]. Nature, 2016, 530(7589): 194-197.
- [68]CABRERA C R, TANZI L, SANZ J, et al. Quantum liquid droplets in a mixture of Bose-Einstein condensates[J]. Science, 2018, 359(6373): 301-304.

- [69]DERRICO C, BURCHIANTI A, PREVEDELLI M, et al. Observation of quantum droplets in a heteronuclear bosonic mixture[J]. Physical Review Research, 2019, 1(3): 033155.
- [70]HUTSON J M, SOLDAN P. Molecule formation in ultracold atomic gases[J]. International Reviews in Physical Chemistry, 2006, 25(4): 497-526.
- [71]PARK J W, WU C H, SANTIAGO I, et al. Quantum degenerate Bose-Fermi mixture of chemically different atomic species with widely tunable interactions[J]. Physical Review A, 2012, 85(5): 051602.
- [72]ZHU M J, YANG H, LIU L, et al. Feshbach loss spectroscopy in an ultracold ^{23}Na - ^{40}K mixture[J]. Physical Review A, 2017, 96(6): 062705.
- [73]LI Z L, GU Z Y, SHI Z L, et al. Quantum Degenerate Bose-Fermi Atomic Gas Mixture of ^{23}Na and ^{40}K [J]. Chinese Physics B, 2023, 32: 023701.
- [74]王星宇, 师振莲, 李子亮. 高偏置磁场下磁场空间分布对玻色爱因斯坦凝聚体自由飞行的影响[J]. 量子光学学报, 2022, 28(1): 8.
- [75]Li Z L, GU Z Y, WANG P J, et al. Efficient Production of Ultracold Polar Molecules $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ in Their Absolute Ground State via Intermediate State of the Coupled Complex $B^1\Pi|v=4>\sim c^3\Sigma^+|v=25>$ [J]. Science China Physics, 2023, 66(9): 293011.
- [76]张德超. 超冷 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 基态分子的制备和研究[D]. 中国科学技术大学, 2019.
- [77]PARK J W, WILL S A, ZWIERLEIN M W. Two-Photon Pathway to Ultracold Ground State Molecules of $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ [J]. New Journal of Physics, 2015, 17: 075016.
- [78]ISHIKAWA K, KUMAUCHI T, BABA M, et al. Hyperfine Structure of the $\text{NaK } c^3\Sigma^+$ State and the Effects of Perturbation[J]. The Journal of Chemical Physics, 1992, 96(9): 6423–6432.
- [79]SEMENOV M, YURCHENKO S N, TENNYSON J. Predicted Landé g-Factors for Open Shell Diatomic Molecules[J]. Journal of Molecular Spectroscopy, 2016, 330: 57-62.
- [80]ISHIKAWA K, KUMAUCHI T, BABA M, et al. Hyperfine Structure of the $\text{NaK } c^3\Sigma^+$ State and the Effects of Perturbation[J]. The Journal of Chemical Physics, 1992, 96(9): 6423–6432.
- [81]STECK D A. Quantum and Atom Optics[M]. 2007.

- [82]BLACK E D. An introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization[J]. American Journal of Physics, 69(1): 79-87.
- [83]郑文强, 毕志毅, 罗明. 激光调制光谱在微型 Nd: YVO₄ 激光稳频中的应用[J]. 中国激光, 2002, 29(2):161-163.
- [84]DREVER R W P, HALL J L, KOWALSKI F V, et al. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator[J]. Applied Physics B, 1983, 31(2): 97-105.
- [85]LAWRENCE M J, WILLKE B, HUSMAN M E, et al. Dynamic response of a Fabry-Perot interferometer[J]. Journal of the Optical Society of America B, 1999, 16(4): 523-532.
- [86]李超. 边带调制 PDH 激光稳频技术的研究[D]. 中国计量大学, 2017.
- [87]GIORDANO M, LEPORINI D, MARTINELLI M, et al. Double-modulation electron-spin-resonance spectroscopy: Experimental observations and theoretical comprehensive interpretation[J]. Physical Review A, 1988, 38(4): 1931.
- [88]李子亮. 超冷基态分子 ²³Na⁴⁰K 的制备[D]. 山西大学, 2023.
- [89]刘澜. 绝热合成超冷 ²³Na⁴⁰K 基态分子时的量子干涉[D]. 中国科学技术大学, 2019.
- [90]FLEISCHHAUER M, IMAMOGLU A, MARANGOS J P. Electromagnetically induced transparency: optics in coherent media[J]. Reviews of Modern Physics, 2005, 77(2): 633.
- [91]NAKANISHI T, KITANO M. Implementation of Electromagnetically Induced Transparency in a metamaterial controlled with auxiliary waves[J]. Physical Review A, 2015, 4: 024013.
- [92]PARK J W, WILL S A, ZWIERLEIN M W. Ultracold dipolar gas of Fermionic ²³Na⁴⁰K molecules in their absolute ground state[J]. Physical Review L, 2015, 114: 205302.
- [93]SEEBELBERG F, BUCHHEIM N, LU Z K, et al. Modeling the adiabatic creation of ultracold polar ²³Na⁴⁰K molecules[J]. Physical Review A, 2018, 97: 013405.
- [94]LIU L, ZHANG D C, YANG H, et al. Observation of interference between resonant and detuned STIRAP in the adiabatic creation of ²³Na⁴⁰K molecules[J]. Physical Review Letters, 2019, 122: 253201.

- [95] KARMAN T, YAN Z Z, ZWIERLEIN M. Resonant and first-order dipolar interactions between ultracold $^1\Sigma$ molecules in static and microwave electric fields[J]. Physical Review A, 2022, 105: 013321.
- [96] KOTOCHIGOVA S. Prospects for making polar molecules with microwave fields[J]. Physical Review Letters, 2007, 99: 073003.
- [97] CHEN X Y. Microwave-shielded ultracold polar molecules[D]. Munich University, 2023.
- [98] ZHENG Y G, JIANG L, ZHU Z H, et al. A compact gain-enhanced microwave helical antenna for ^{87}Rb atomic experiments[J]. Review of Scientific Instruments, 2022, 93: 064701.

攻读学位期间取得的研究成果

贾甜，顾正宇，王鹏军. 超冷 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 分子超精细能级激发谱的测量[J]. 量子光学学报（已录用）

致 谢

最温柔的落笔留给最炽热的青春，我的学生时代至此落幕，曾经想过青春的告别或许会热烈而盛大，然后在真正到来之际，却百感交集，复杂万千。回首二十年求学生涯，一时不知该从何说起，成长路上的迷茫、彷徨、喜悦与苦痛交织在心头，欲吐之而快，却哽咽在喉。

攀巨人之肩，登山而眺望。首先感谢彭堃堦院士和谢常德教授提供优良的科研环境。感谢张靖教授，是您带我走入超冷的世界，见证到了光学领域神奇而有趣的一角。您对科研的热爱感染了我，让我在浮躁的现代社会中能够潜心科研，完善自身。其次，特别感谢我的导师王鹏军教授，在我遇到科研难题时不厌其烦的解答，您严谨治学和精益求精的科研态度感染了我，让我在夜以继日的实验中不断淬炼，退去浮躁，变的更加自信和游刃有余。最后感谢陈良超老师，黄良辉老师，孟增明老师，于旭东老师，韩伟老师在科研上的帮助。

承恩于骨血，反哺报此身。感谢父母二十多年的悉心培育，让我经历丰富多彩的人生，看到小县城之外的广阔世界。希望终有一天我的肩膀也能承受家庭的重量，带你们一起探寻世界的奇特与美丽。

同路遇挚友，庆幸而感怀。感谢在我成长路上遇到的所有挚友，是你们一路的陪伴让我在枯燥繁锁的学习生涯中，不惧困难，坚定前行。非常感谢同一平台的顾正宇师兄和周暄胜师弟，初来乍到的陌生到如今相顾两嫌的熟稔，应该是我学生生涯最后的同桌之谊。感谢同一平台师振莲师姐、李子亮师兄和王星宇师兄对我实验上的指导与帮助。感谢实验室中边国旗、聂亮、刘方德、张越、李云达、闫江伟、高晨力和单标师兄、王彦师姐和王泽奎、丁培波、龚琳善、杨雯馨、赵非凡、余浩坤和赵宇航在实验室的陪伴。还有新的师弟师妹陈卫、杨晗、张纯瑶、杨雅婧、王亚洲、刘澍、冯嘉煜、隋文杰，祝愿你们科研顺利。最后，感谢舍友郝兴平和李玲，尤其是我的饭搭子亚敏同学，是你在我的真爱未来之时，陪伴我度过三年来无数的欢乐和痛苦。好的友情比爱情更为珍贵，这份友谊我会永远铭记。

凡是过往，皆为序章。感谢自己在无数困境中没有放弃，为学生时代的青春落幕尽情欢呼吧！女子独立则天地皆宽，抛掉过去的迷茫与痛苦，迎接人生路上新的旅程，一直前进，你会成为更好的自己！

来时踏青而至，归去乘风欲起。三年千日，聚散有时，祝诸位前程似锦，江湖再见！

个人简介及联系方式

姓名：贾甜

性别：女

籍贯：山西省太原市清徐县清源镇迎新路

个人简历：

2017年9月-2021年6月 山西师范大学 物理学 本科

2021年9月-2024年6月 山西大学物理电子与工程学院 光学 硕士

电子信箱：jt07171020@163.com

承 诺 书

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

作者签名：贾甜

2024 年 5 月 20 日

学位论文使用授权声明

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

保密的学位论文在解密后遵守此协议。

作者签名：贾甜

导师签名：王鹏军

2024年5月20日