2015 届研究生硕士学位论文

分类号:	学校代码: <u>10269</u>
密 级:	学 号:51122000008



East China Normal University 硕士学位论文 MASTER'S DISSERTATION

论文题目:<u>氟化镁分子在双色激光场中的</u> <u>受激减速</u>

院系	: 精密光谱科学与技术国家重点实验室
专 训	:光学
研究方向	l:分子激光冷却
指导教师	·夏勇 副教授
学位申请	人:

2015 年 4月

University Code: 10269

Student ID: 51122000008

East China Normal University

Efficient stimulated slowing of MgF diatomic molecules in bichromatic beams

 Department: State Key Laboratory of Precision Spectroscopy

 Major:
 Optics

 Research direction:
 Laser cooling of molecules

 Supervisor:
 Prof. Y Xia

 Candidate:
 Dapeng Dai

April, 2015

华东师范大学学位论文原创性声明

郑重声明:本人呈交的学位论文《氟化镁分子在双色激光场中的受激减速》,是在华东师范大学攻读硕仁/博士(请勾选)学位期间,在导师的指导下进行的研究工作及取得的研究成果。除文中已经注明引用的内容外,本论文不包含其他个人已经发表或撰写过的研究成果。对本文的研究做出 重要贡献的个人和集体,均已在文中作了明确说明并表示谢意。

作者签名:_____ 日期: 年 月 日

华东师范大学学位论文著作权使用声明

《氟化镁分子在双色激光场中的受激减速》系本人在华东师范大学攻读学位期间在导师指导下 完成的硕仁/博士(请勾选)学位论文,本论文的著作权归本人所有。本人同意华东师范大学根据相 关规定保留和使用此学位论文,并向主管部门和学校指定的相关机构送交学位论文的印刷版和电子 版;允许学位论文进入华东师范大学图书馆及数据库被查阅、借阅;同意学校将学位论文加入全国 博士、硕士学位论文共建单位数据库进行检索,将学位论文的标题和摘要汇编出版,采用影印、缩 印或者其它方式合理复制学位论文。

本学位论文属于 (请勾选)

()1.经华东师范大学相关部门审查核定的"内部"或"涉密"学位论文*,于 年 月 日解密,解密后适用上述授权。

(✔) 2.不保密,适用上述授权。

导师签名_____

本人签名_____

年 月 日

* "涉密"学位论文应是已经华东师范大学学位评定委员会办公室或保密委员会审定过的 学位论文(需附获批的《华东师范大学研究生申请学位论文"涉密"审批表》方为有效),未经 上述部门审定的学位论文均为公开学位论文。此声明栏不填写的,默认为公开学位论文,均适 用上述授权)。

姓 名	职 称	单 位	备注
			主席

______硕士学位论文答辩委员会成员名单

摘要

分子激光冷却是原子分子光物理研究领域中的前沿热点课题之一。目前国际 上一般都是通过多普勒冷却的方法来进行分子的激光冷却的,但是其中的一些关 键的问题,比如多普勒频移补偿,还是没有得到很好的解决。本文首先在理论上 提出了一种新的激光减速双原子分子的方案,该方案利用了双色光场产生的双色 力使得双原子分子得到了有效的减速。然后实验上我们提出了一种新的长期频率 稳定技术,使得染料激光的长期频率稳定度达到了±2MHz。

在理论上为了解决双原子分子减速过程中的多普勒频移的问题,我们提出了一种双色场减速分子的方案,这个方案适用于那些 Frank-Condon 因子几乎对角化的小分子,例如 MgF, SrF等。在这种方案中只需要两种频率近似的激光作为减速光和再泵浦光。这个方案简化了利用共振辐射力减速分子方案中减速光系统的复杂程度,同时也不需要对随着分子速度降低而产生的多普勒频移进行补偿,这对于分子激光冷却是很有意义的。文章中介绍了双色力产生的物理图像,推导了双色光场的光学布洛赫方程组并且得到了此方程组的数值解。最后利用得到的双色力场对 MgF 双原子分子做了 Monte-Carlo 动力学模拟,研究了分子双色力减速器的性能。

在实验上我们需要频率长时稳定的激光源,鉴于实验所需波长的特殊性以及 连续可调谐的要求,我们首次把 PDH 稳频技术和扫描传输腔稳频技术结合起来 并成功应用在了染料激光器上,获得了具有窄线宽和长时频率稳定度高的染料激 光源,为 MgF 分子激光冷却实验提供了稳定可靠的频率源。实验中我们搭建了 一套数据采集系统,编写了数字式稳频的 Labview 程序,实现了对染料激光器频 率的长期控制。

T

关键词: 分子激光冷却、双色力、PDH 技术、传输腔、激光稳频

Abstract

Laser cooling of molecules is one of the hottest topics in the field of atomic and molecular optics. Recently people generally achieve the laser cooling using the method of Doppler slowing and cooling, but some problems, such as the compensation of the Doppler shift, have not been solved successfully. This paper proposed a new scheme for the laser cooling of molecules theoretically, which used the bichromtic force exerted on the molecules in the bichromatic beams to make the molecular beam slow efficiently. Then in the experiment we invented a new technique to lock the frequency of laser in the long term, by which we successfully controlled long-term frequency deviation of the dye laser to 2MHz.

Theoretically we should solve the problem of compensation of the Doppler shift, we proposed a scheme using bichromatic force to slow the molecules, which is suitable to the small molecules whose Frank-Condon factors are mostly diagonalizable, such as MgF and SrF. This method needs two laser beams whose frequencies are almost the same and some repumping beams. Compared with the laser cooling with radiative force this scheme is simplified, because the need of compensation of the Doppler shift is eliminated, which is meaningful. This paper introduced the physical image of the production of the bichromatic force and the Optical Bloch Equations (OBEs) of the molecules in the bichromic beams has been derived. We also attained the numerical solving of the OBEs by using programming language. In the end we have done the Monte-Carlo simulation of the bichromatic slowing of MgF molecular beam, which showed the properties of the bichromatic slower.

In the experiment of laser cooling of molecules, some laser beams with long-term stability are needed. Due to the special wavelength of the cooling laser and the requirement of frequency tuning, we proposed a new technique of frequency locking which combined the PDH locking and the scanning transfer cavity. This technique is applied on the dye laser successfully for the first time and achieved a dye laser beam with narrow linewidth and high long-term stability, which provided a good laser for the laser cooling of MgF molecules. In the experiment we built a system of data acquirement and designed a Labview program, with which we realized the frequency locking in the long term successfully.

Key words: laser cooling of molecules, bichromatic force, PDH technique, transfer cavity, frequency stabilization.

目录

摘要I				
AbstractII				
目录	i			
第一章	绪论1			
1.1	研究背景1			
1.2	双原子分子的双色力减速4			
1.3	分子激光冷却中的激光稳频方法5			
第二章	双色力7			
2.1	共振辐射力8			
2.2	偶极力10			
2.3	修正偶极力11			
2.4	双色力13			
第三章	双色力减速双原子 MgF 分子25			
3.1	近循环系统的双色力场25			
3.2	双色力的数值计算和 Monte-Carlo 模拟28			
3.3	本章小结			
第四章	PDH 稳频技术和数字式稳频技术			
4.1	PDH 稳频技术33			
4.2	数字反馈式稳频技术			
第五章	染料激光器的长期频率稳定42			
5.1	染料激光器稳频方案的设计42			
5.2	染料激光器稳频的结果和讨论46			
第六章	总结与展望50			
参考文	献51			
科研成果以及所获荣誉				
致谢				

第一章 绪论

1.1 研究背景

分子的激光冷却给超冷物理带来了一个新的发展契机。减速并冷却得到的超 冷分子在精密测量, 超冷化学反应, 多体量子系综以及量子信息处理的研究上有 着巨大的潜在应用[1-4]。目前为止,将分子冷却到超冷温度主要有两种方法,第 一种就是以超冷原子为基础,如 KRb 分子[5],将 K 原子和 Rb 原子缔合形成分 子。这种超冷的 KRb 分子能够在近 Fano-Feshbach 共振的条件下从弱束缚态转移 到振转基态。第二种方法是直接减速或冷却化学性质稳定的分子。主要实验方法 包括(1)缓冲气体冷却,主要原理用热分子和低温 He 原子之间的热碰撞和热 交换来实现将分子内态转动温度冷却到基态温度,此时的平动温度(几开尔文) 和振动温度(几十开尔文)还是比较高的。这种技术由美国哈佛大学的 J.Dovle 小组首先发明,关键的技术难点在于真空低温技术,采用这种方法产生的冷分子 束可以作为研究分子激光冷却的预冷分子束源[6.7]:(2)使用空间非均匀的同步 切换的强电场,磁场或者激光场直接将具有稳定化学性质的分子束减速到较低的 速度[1-4]。特别是采用交变静电场 Stark 减速的办法获得单态冷分子脉冲是研究 分子冷碰撞最好的实验平台之一。目前国际上这种方法主要的研究小组有德国的 G.Meijer 小组、英国的 E.Hinds 小组、美国的叶军小组、英国的 P.Barker 小组等, 国内研究小组有华东师范大学的印建平小组等;(3)激光冷却,这是近4年来国 际上在实验上产生冷分子方面取得重要进展的一种实验方法,它的主要原理是在 一些特殊的双原子自由基分子的振动基态和第一激发态的能级之间存在一个接 近闭合的能级系统,类似于冷原子的闭合能级结构,所以就有希望利用这样一个 特殊的结构来实现分子的激光冷却。目前,人们研究表明激光冷却和囚禁双原子 分子是可行的。

2004 年 Rosa 发现某些特定的双原子分子,例如单氢碱金属分子,从基态振转超精细能级激发后几乎总还能重新回到原来的能级[8]。这样具有准闭合能级系统 J' = J"-1的分子是可以用来做直接的激光冷却的,在这个实验中利用脉冲

电场非绝热的混合了基态磁子能级,从而成功的避免了分子在吸收几个光子后自 发辐射到暗态的可能性[9]。2009 年 Shuman 等人对 SrF 分子的 $X^{2}\Sigma_{1/2}^{+} \leftrightarrow A^{2}\Pi_{1/2}$ 电 子跃迁做了光循环吸收实验,并且观察到了循环荧光散射以及在共振辐射力作用 下 SrF 分子束的偏折[10]。这个实验为分子的激光冷却以及磁光阱的发展打下了 一个良好的基础。后来在实验中又观察到了横向多普勒冷却和 sisyphus 冷却[11]。 在激光为红失谐 δ =-1.5 Γ ,混合暗态的磁场为B=5G时,他们观察到了很显著的 分子束的压缩和低速分子的增强,在多普勒冷却的机制下,温度达到了 5mK。 当激光调为蓝失谐 $\delta=1.5\Gamma$,外磁场强度为B=0.6G时,他们观察到了很陡峭的 中心速度分布和大量的横向低速的分子,同时,具有较大横向速度的分子受到的 加热力场很小,这导致了横向速度分布边缘的加强,在 Sisyphys 冷却机制下,这 个温度为 300µK。在共振辐射力作用下, SrF 分子散射了>10⁴ 个光子后从 140m/s 减速到了 50m/s,并且他们利用了激光诱导荧光(LIF)信号的多普勒频移测量 了分子束的纵向速度分布[12]。同样 CaF 超声分子束也被共振辐射力从 599m/s 减速到了 583m/s,减速得到的分子束对应的温度为 330mK[13]。2013 年美国的 Jun Ye 小组在实验上验证了 YO 分子的 1D 和 2D 的横向多普勒冷却和磁光阱。 在 1D 磁光阱中,YO 分子的横向温度成功的降低了一个数量级,从 25mK 降低 到了 2mK[14]。最近, DeMille 小组首次在实验上验证了 SrF 分子的 3D 磁光阱, 分子的温度大约为 2.5mK, 数目为 400 个, 这种 II 类磁光阱利用的是 $F \rightarrow F' = F$ 和 F → F' = F -1的跃迁[15]。使用受激辐射力减速分子或者使用横向束缚力来压 窄分子束的横向扩散都可以提高分子的数密度[16,17]。

多能级光循环需要非常高的激光功率,而且暗态的存在降低了光子散射速率, 这甚至在没有使用任何能级混合机制下可能使得光子散射速率降低至零。另外在 分子激光冷却实验上存在着三个困难。首先那些被选择来做激光减速的双原子分 子在实验中需要将冷却光覆盖整个基态自旋-转动超精细分裂的能级。振动态的 跃迁没有严格的选择定则来约束,但是跃迁的概率是由分子的 Frank-Condon 因 子控制的。由于转动跃迁定则 $\Delta N = 0, \pm 1$ 的存在,第一激发态的分子只能回落到 每个振动能级的三个转动能级上。宇称选择定则 $\Delta p = \pm 1$ 使得从 $A(J = 1/2^{+})$ 到

X(N=0,2)的跃迁是不能发生的。在 SrF 的激光减速的实验中,冷却光和再泵浦 光通过光电调制器后产生了两级边带,生成的边带正好可以覆盖自旋-转动超精 细分裂的四个能级。第二个困难是磁子能级中暗态的存在,实际上,分子的光抽 运会在分子布居到暗态后停止。例如对于 SrF 分子, 如果利用线偏振的激光来泵 浦 X → A 的跃迁,那么磁子能级 X(N = 1, F = 2, M = ±1) 将为暗态[10]。施加在分 子上的几个高斯大小的磁场可以利用拉莫进动使得基态的磁子能级都混合成为 亮态,这样光抽运便可以继续进行。对于 YO 分子的激光冷却的实验,则利用了 不断调制冷却光的偏振特性来维持分子的光抽运过程[14]。这种方案的调制速率 和光泵浦速率相当,大约为几 MHz。第三个困难是在分子纵向减速过程中很难 对分子的多普勒频移进行补偿。如果在分子束上施加非均匀直流外磁场来使得分 子一直保持和固定频率的激光共振,但是由于 X(N=1) 磁子能级的存在阻碍了 这种塞曼减速器的应用,这是因为随着磁场的增加不能在同一方向上对频移进行 补偿。然而, Barry 等人利用共振辐射力使得 SrF 分子从初始速度 140m/s 降低到 了 50m/s,最后得到的通量为初始值的 6%[12]。 在这个实验中他们利用光电调制 器在冷却光和再泵浦光上添加了额外的边带,这样使得分子的速度捕获宽度变大 了。这些激光的调制频率为 $41MHz < f_{mod} < 44MHz$,调制深度为m = 3.1,这使得 激光能够覆盖所有的超精细分裂能级并且得到较大的速度捕获宽度。 Zhelvazkova 等人也成功的对 CaF 超声分子束进行了激光减速[13]。在没有扫频 的情况下, CaF 分子减速了 17m/s, 温度为 330mK。从原理上讲, 可以通过对激 光进行扫频来使得分子保持和激光共振来进一步减速分子。但是在实验中他们发 现当扫频速率增加到30MHz/s时减速效果就变得很差了。2010年, DeMille 小组 通过激光冷却实验实现了可直接冷却分子得到的温度(开尔文)和超冷温度(亚 毫开尔文)之间的连接[11]。

在原子激光冷却实验中,用作冷却光的激光需要进行激光稳频。由于被减速 的原子一般均为稳定的中性原子,实验中可以利用原子饱和吸收稳频技术得到频 率稳定的激光源。与原子激光冷却相仿,分子的激光冷却实验同样需要频率稳定 的激光源作为冷却光。但是被选择用来做激光冷却的分子一般均为非化学稳定的

自由基分子,因此不能使用分子饱和吸收光谱技术来得到频率稳定的冷却光。另 外由于分子中的核自旋和振转能级之间的相互耦合导致的超精细能级之间的间 隔只有几十MHz,因此如果只保证激光的短期频率稳定而不进行频率的长期稳 定,那么由于激光频率的偏移使得激光和超精细能级脱离了共振,分子的光循环 将会停止。因此,必须要采取合适的方法对激光进行频率稳定得到长期频率稳定 度高的激光源。目前国际上报道的使用在分子激光冷却实验中的频率稳定的方法 主要有两种,一种是扫描传输腔的方式将频率稳定的激光源的频率稳定度传递给 待稳激光[18,19];另一种是将光学频率梳作为媒介,通过传递的方式将冷却激光 的频率锁定到光学频率梳上[20,21]。

1.2 双原子分子的双色力减速

正如1.1节所述,分子激光冷却实验中还存在着一些困难,尤其是纵向分子 速度减小过程中对多普勒频移补偿的问题难以解决。因此,我们急需提出新的分 子激光冷却的方案来进行分子的激光冷却。目前很多的科学家将目光转移到了分 子的受激辐射力上,希望能够在这方面得到突破。早在上个世纪人们便在受激辐 射力减速原子方面做出了很大的进展。研究发现利用受激辐射产生的双色力比共 振辐射力大很多,而且人们还对双色力产生的机制进行了深入的研究。他们研究 发现在没有自发辐射参与的条件下可以观测到双色力,这可能使得对没有闭合循 环系统的分子实现激光冷却成为了可能。双色力的速度捕获宽度比共振辐射力的 速度捕获宽度大,这样能够在短距离内将原子从热运动速度减速到几m/s。另外, 双色力一个重要的特性是具有一个速度很陡的边缘,这样减速的原子可以堆积在 很低速度上达到冷却的效果。

本文为了解决双原子分子在纵向减速过程中多普勒频移补偿的问题,我们提出了双色力减速双原子分子的方案。该方案利用双色光场在分子中产生的双色力减速双原子分子。具体的方案如图 1.1(a)所示,图中分子以 SrF 为例,自由基 SrF 分子通过激光消融产生,产生的自由基分子经过两级 cell 冷却后由两个磁极进行 准直。分子束首先经过一段距离的自由飞行,然后以一个很小的角度和双色场进

行相互作用,最后通过一束探测光得到分子的纵向速度的分布。具体的原理如图 1.1(b)所示,左行激光的频率为*ω-kv*±δ,右行激光的频率为*ω+kv*±δ。以向右 速度为*v*的分子为参照物,左行和右行的激光的频率均为*ω*±δ。左行和右行的 激光形成了 beat,通过设置拉比频率和相对位相差来使得分子能够从左行 beat 中受激吸收一个光子,然后通过受激辐射一个光子到右行 beat 中。由于受激过 程光子的散射速率是不受限制的,因此分子受到的双色力没有饱和性。



图 1.1 (a)双色力减速分子装置图; (b)双色力减速分子的原理图

文章中介绍了双色力的基本物理图景并且推导了原子分子在双色场中的光 学布洛赫方程。我们通过对光学布洛赫方程进行数值求解得到了分子在双色场中 受到的双色力和分子速度的关系,最后对 MgF 分子在双色场中的减速过程做了 Monte-Carlo 动力学模拟得到了分子双色力减速器的基本特性。

1.3 分子激光冷却中的激光稳频方法

与原子激光冷却实验相仿,分子激光冷却实验中也需要单频单模的频率稳定的激光源。但是由于无法通过激光消融产生的自由基分子获得稳定的饱和吸收光谱,原子激光冷却实验中的稳频方法在分子激光冷却中是不适用的。因此,我们提出了一种新的染料激光稳频的方案。由于 MgF 分子的能级特殊,在激光冷却实验中我们将染料激光作为冷却光。此方案结合了 PDH 稳频技术和扫描传递腔

稳频技术。具体的方案如图 1.2 所示。



图 1.2 本文提出的长时激光稳频方案图

染料激光首先通过 PDH 稳频技术锁定在一个 PDH 参考腔上,此时染料激光 短时频率稳定度很高并且线宽也得到了压窄。但是由于周围环境温度的变化以及 气流的影响,染料激光的长时稳定度是很差的,大约每个小时漂移 80MHz,这 是不能满足分子激光冷却对冷却光频率稳定度的要求的。因此,我们同时将染料 激光和频率稳定的 HeNe 激光入射到一个扫描参考腔中,数据采集系统同时采集 到这两束激光的透射峰,如图 1.2 内插图所示。由于 HeNe 激光的频率是稳定的, 所以我们只要能将染料激光的透射峰的位置锁定到 HeNe 激光的透射峰上,这样 便成功的将 HeNe 激光的频率稳定度传递到了染料激光上了。具体的实施是通过 编写 Labview 程序获得合适的误差信号,根据误差信号的大小得到反馈电压来控 制 PDH 参考腔上的 PZT 来使得 PDH 参考腔的腔长保持恒定。

在实验中,我搭建了一套数据采集系统来采集激光的透射峰信号,并且成功 的利用新型的频率稳定方案使得染料激光器的长期频率稳定度达到了±2MHz。

第二章 双色力

关于激光减速和冷却可以回溯到三十年前二十世纪七十年代, Wineland 和 Hansch 做出了具有开创性的工作[22-24]。他们提出了利用光子散射力来减速和 冷却原子的方案,这为原子分子光物理领域开辟了新的方向。到了二十世纪八十 年代,国际上已经有好几个实验室在做这样的实验了,准备将这个理论付诸实践 [25-28],并最终成功的实现了第一个磁光阱(MOT)[29]。实际上原子的激光减 速和冷却已经成为了当代原子分子光学(AMO)研究中重要的工具,从玻色爱 因斯坦凝聚(BEC)到原子刻蚀[30-32]。正如物理领域的一般技术的发展,激光 减速和冷却的发展也是因为人们渴望探寻新的技术和达到某些极限。为了在原子 上施加比共振辐射力更大的力,偶极力,修正偶极力以及双色力(BCF)等一系 列新的技术得到了发展。虽然后来发展了很多新的技术,但是大多数激光减速方 案仍然使用的是单色场中的辐射力。由于光子散射产生的动量转移可以使得原子 得到加速或者减速,并且原子束的速度分布得到了压窄(冷却)。因此,原子的 减速一般是通过和与原子运动方向相对传播的激光相互作用散射光子动量来完 成的。然而共振辐射力的大小受到了自发辐射速率的限制,而且需要很长的距离 才能使得原子(特别是原子量较大的原子,如 Cs)得到足够的减速。如果原子 减速的时间很长,那么原子束的横向发散将会减弱束源的亮度并且影响磁光阱 (MOT) 的装载数目。

与共振辐射力不同,偶极力是由单色驻波场的强度梯度产生的而且大小不受限制。然而偶极力的方向是在激光波长尺度下交替变化的,因此偶极力的平均值为零,所以偶极力不能被用作减速的工具。围绕偶极力,Kazantser和 Krasnov提出了一种可以修正偶极力的方案[33]。这种方案需要施加另外一束不同频率的光束得到调制的光位移,这样可以使得偶极力的方向在空间上保持不变。最终Grimm等人使用这种技术使钠原子(Na)横向偏移了几m/s[34]。他们在后来的几年内一直从事着完善提高双色场减速技术的工作,Soding发现了速度宽度达到225m/s并且数值很大的修正偶极力[35]。这就是双色力(BCF)的诞生,双色力由两种不同频率的光产生,这两种不同频率的光的强度以及波长都要经过精心的

设置,这样原子将会通过受激吸收和受激辐射而不是自发辐射来减速。双色力的 提出以及发展使得双色力减速被用在了很多的原子上,例如 Cs[35], Na[36], Rb[37,38],He[39,40]等。尽管双色力被提出已久,但是基于双色力的有效的分 子减速器从未实现。本文便在双色力减速原子的方案下阐述了双色力减速双原子 分子的新方案。

2.1 共振辐射力



图 2.1 二能级原子的光吸收和辐射过程。在左边的图中原子吸收了一个光子,在飞行方向上减少了一个光子的动量 $\Delta \vec{p} = -\hbar \vec{k}$ 。辐射光子可以通过两种过程进行:方向随机的自发辐射,或者导致原子抵消了先前减少的光子动量的受激辐射。这两个过程的整体的平均效果是不同的,自发辐射过程的平均效果是 $\Delta \vec{p} = -\hbar \vec{k}$,而受激辐射的平均效果为 $\Delta \vec{p} = 0$

光场对原子的辐射力最简单的模型是二能级原子与单色光场相互作用时不断的吸收和散射光子的过程,如图 2.1 所示。在这个模型中原子被理想化成只有两个内态能级:基态 $|g\rangle$ 和激发态 $|e\rangle$ 。实际上没有一个原子具有这样简单的结构,但是大多数原子都可以简化为这样的模型。原子的两个能级之间的间距为 $\hbar\omega_a$, ω_a 为原子的跃迁频率,原子的上能级的辐射寿命为 τ 。光场具有单一的频率 ω_l , 波长为 $\lambda = 2\pi/|\vec{k}|$,其中 $\vec{k} = \omega_l/c \vec{z}$, \vec{z} 为光场的传播方向。当原子从光场中吸收一个光子时,原子在光场传播的方向上获得一个光子的动量 $\hbar \vec{k}$ 。如果激光的强度相当低以至于原子的受激辐射能够被忽略,原子将会通过自发辐射来辐射光子,这样原子将会获得另外一个光子动量 $\hbar \vec{k}$ 。由于原子自发辐射的方向是随机的,

因此在自发辐射过程中原子获得的平均动量为0。那么原子受到的辐射力在时间 上的平均效果为原子从光场中吸收光子而减少的动量。这种吸收/辐射光子的过 程将会以比自发辐射速率略低的散射速率不断的重复。速度为v 的原子的散射速 率为:

$$\gamma_{sc} = \frac{s\gamma/2}{1 + s + (2(\delta - \vec{k} \cdot \vec{v})/\gamma)^2}$$
(2.1)

这里 $\delta = \omega_l - \omega_a$ 为激光对于原子共振频率的失谐量, $-\vec{k} \cdot \vec{v}$ 为多普勒频移。s为原子的共振饱和参数,

$$s = \frac{I}{I_{sat}}, \quad \ddagger \pitchfork I_{sat} \equiv \frac{\pi hc}{3\lambda^3 \tau}$$
(2.2)

在激光束传播的方向上原子受到的净散射力为:

$$F_{rad} = \hbar k \gamma_{sc} \tag{2.3}$$

其中 γ_{sc} 为原子的实际散射速率。通过增加激光的强度只能将散射速率增加到一 个有限值,此时原子的吸收已经饱和了。当饱和参量满足 $s \gg (\delta/\gamma)^2$ 时,散射速 率为 $\gamma_{sc} = \gamma/2$,此时散射力达到最大值:

$$F_{rad}^{\max} = \frac{\hbar k \gamma}{2} \tag{2.4}$$

图 2.2 δ=0时不同的饱和参数下辐射力和速度v之间的关系

Velocity (y/k)

图 2.2 给出了*δ*=0时在不同饱和参量下原子受到的散射力和速度之间的关系。这个表达式在激光强度很高时(*s*≫1)同样是可以适用的,即使在这种情

况下主要的衰减机制为受激辐射而不是自发辐射。当一个原子发生一次受激辐射时,原子将会在飞行方向上获得一个光子动量(与吸收的光子动量的方向正好相反),因此原子不会受到力的作用,如图 2.1 所示。散射力的有效速度范围大约 为±γ/k,在高强度的激光下,这样的有效范围会变得更宽一点,如图 2.2 所示。 对于一般的原子来讲,γ/k 的量级为几 m/s。

2.2 偶极力

原子在驻波场中会受到偶极力的作用,这是由于驻波场中的光强梯度使得原子的能级发生了偏移,假设原子能级的偏移量为 ΔE_g ,那么原子受到了偶极力的大小为:

$$F_g = -\frac{\partial}{\partial z} \Delta E_g \tag{2.5}$$

当激光的频率远离原子的共振吸收频率时,原子的基态能级的光位移可以写为:

$$\Delta E_g = \frac{\hbar \Omega_r^2}{4\delta} \tag{2.6}$$

其中 δ 为激光的失谐量, Ω , 为拉比频率由下面的公式给出:

$$\Omega_r = -\vec{d} \cdot \vec{E}/\hbar \tag{2.7}$$

现在我们重新引入饱和因子 s, 饱和因子可以用另一种形式表达:

$$s = 2\left|\Omega_r\right|^2 / \gamma^2 = I/I_{sat}$$
(2.8)

这里,激光的强度 I 是周期性的, $I(z) = I_0 \cos^2(kz)$ 。结合以上的公式我们可以得到偶极力的表达式:

$$F_{dip}(z) = -\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\hbar \gamma^2}{8\delta} \frac{I(z)}{I_{sat}} \right) = \frac{\hbar k \gamma^2 I_0}{8\delta I_{sat}} \sin(2kz)$$
(2.9)

图 2.3 给出了偶极力随空间位置变化的图像,从图像中我们可以看出偶极力 具有两个显著的特征:

- 与散射力不同的是,偶极力不具有饱和性。只要激光的失谐量满足|δ|≫Ω_r|, 那么偶极力的大小随着激光强度的增强而线性增大[30];
- 偶极力的大小与正弦函数成正比,因此在驻波场中的偶极力的方向也是呈周 期性改变的,这样偶极力在空间上的平均值为0。

由于偶极力的大小不具有饱和性,这样我们便可以通过增加激光的光强来得到更大的力,但是偶极力在空间上的平均为0的特性使得偶极力不能直接用来减速原子。



图 2.3 驻波场的饱和参数(上图); 当 $\delta = 200\gamma \, \pi s = 2000$ 时计算得到的偶极力(下图)

2.3 修正偶极力

上个世纪,研究激光冷却的科学家就开始对偶极力进行研究,希望能够在波长量级上修正偶极力的方向,这样能够使得偶极力克服自身的缺点从而实现对原子的有效减速。为此人们提出了很多种方案,例如 sisyphus 效应[41]和多光子多普勒共振[42],但是都因为受到力的大小($\approx 3F_{rad}^{max}$)和速度捕获宽度($\approx \gamma/k$)的限制使得这样的方案最终不能用来进行有效的原子减速。

然而另外一个由 Kazantsev 和 Krasnov 提出的在波长量级上修正偶极力的方 案在原子减速实验上则更加可行[33]。他们提出使用两束失谐量和强度都不一样 的双色激光进行偶极力的修正,如图 2.4(a)所示。光强为 $s_1(z)$ 和失谐量为 δ_1 的第 一束驻波场将会在原子上产生如 2.2 节描述的很强的偶极力。第二束驻波场的光 强为 $s_2(z)$ ($|s_2| > |s_1|$),失谐量为 δ_2 ,这束驻波场将对第一束驻波场的光位移进 行空间调制。图 2.4(c)给出了波长量级上方向一致的修正偶极力。

两束驻波场可以写成 $s_1(z) = \overline{s_1}(1 - \cos(2k_1 z))$ 和 $s_2(z) = \overline{s_2}(1 - \cos(2k_2 z))$,其

中 $\bar{s}_{1,2}$ 代表两束驻波场的波峰处所对应的饱和参量。我们可以换一种表示波矢的 形式来表达两束驻波场,其中 $k_1 = k$, $k_2 = k + \Delta k$,这样驻波场可以表示为:

$$\begin{cases} s_1(z) = \overline{s_1} \left(1 - \cos\left(2kz\right) \right) \\ s_2(z) = \overline{s_2} \left(1 - \cos\left(2kz + \phi\right) \right) \end{cases}$$
(2.10)

其中周期相位差 $\phi = 2z\Delta k = 2z|\delta_1 - \delta_2|/c$,这个相位差的周期 $\pi c/|\delta_1 - \delta_2|$ 远大于激光波长,因此我们可以在很多个波长的尺度上认为这个相位差为一恒定值。文章的作者利用对光学布洛赫方程进行傅里叶展开计算得到了原子的感应电偶极矩,并且得到了总的修正偶极力的大小 $F_{dip}(z) = F_1(z) + F_z(z)$,其中 $F_1 \approx F_2$ 的表达式如下所示[43],

$$\begin{cases} F_{1}(z) = -\frac{1}{2}\hbar\gamma \frac{\Delta_{eff}(z)/\gamma}{\Delta_{eff}^{2}(z)/\gamma^{2} + 1 + G_{1}(\gamma)} \nabla G_{0}(z) \\ F_{2}(z) = -\frac{1}{2}\hbar \left[1 - \frac{G_{1}(z)}{\Delta_{eff}^{2}(z)/\gamma^{2} + 1 + G_{1}(\gamma)}\right] \nabla G_{2}(z) \end{cases}$$
(2.11)

其中 $G_i(z) = I_i(z)/I_{sat}(i=1,2)$ 代表由光强 $I_1(z), I_2(z)$ 和跃迁的饱和光强 I_{sat} 决定 的光学饱和参数, $\Delta_{eff}(z) = \delta_1 + \gamma^2 G_2(z)/\delta_2$ 为有效失谐量。



图 2.4 当 $\delta = 10\gamma$, $\delta = -300\gamma$, $\bar{s}_1 = 2000$, $\bar{s}_2 = 3000$ 以及 $\phi = 3/2\pi$ 时修正偶极力的特性

2.4 双色力

从 2.3 节中我们知道,双色场力最初是作为修正偶极力的一个特例提出的。 后来人们对原子在两种不同频率的光场中所受到的力进行了更加深入的研究。本 节将会给出对双色力更加详实的解释以便得出双色力的特点。为了能够对双色力 进行定性的解释和定量的计算,我们需要仔细的回顾一下光与原子作用的量子力 学方面的知识。

2.4.1 薛定谔方程

辐射场中原子的含时薛定谔方程为:

$$H|\Psi(\vec{r},t)\rangle = i\hbar \frac{\partial |\Psi(\vec{r},t)\rangle}{\partial t}$$
(2.12)

其中 $H = H_0 + H'(t)$ 为原子在光场中的总的哈密顿量,总的哈密顿量由无外场时 原子的不含时哈密顿量 H_0 和原子与光场相互作用的哈密顿量H'(t)构成。 H_0 的 本征态 $|\phi_n(\vec{r})\rangle$ 构成了一组完备的基矢,因此光场中原子所处态的波函数可以写 成:

$$\left|\Psi\left(\vec{r},t\right)\right\rangle = \sum_{k} c_{k} \left|\phi_{k}\left(\vec{r}\right)\right\rangle e^{-i\omega_{k}t}$$
(2.13)

其中 $E_n = \hbar \omega_n 为 H_0$ 的本征态 $|\phi_n(\vec{r})\rangle$ 的本征值。因此薛定谔方程可以重写为:

$$H \left| \Psi(\vec{r}, t) \right\rangle = \left(H_0 + H'(t) \right) \sum_k c_k \left| \phi_k(\vec{r}) \right\rangle e^{-i\omega_k t}$$

$$= i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \sum_k c_k \left| \phi_k(\vec{r}) \right\rangle e^{-i\omega_k t}$$
(2.14)

当在上式的两边同时乘以 $\langle \phi_i^*(\vec{r}) |$ 时,我们可以得到下面的方程:

$$i\hbar \frac{\mathrm{d}c_{j}(t)}{\mathrm{d}t} = \sum_{k} c_{k}(t) H'_{jk}(t) e^{i\omega_{jk}t}$$
(2.15)

其中 $H'_{jk}(t) = \langle \phi_j | H'(t) | \phi_k \rangle$, $\omega_{jk} = \omega_j - \omega_k$ 。

2.4.2 拉比震荡

在推导上面公式的过程中没有用到任何的近似,但是上面的薛定谔方程在大

多数情况下是不可解的。然而外加在原子上的激光是和原子相互共振的,因此我 们可以对上式的级数展开进行截断得到二能级模型的薛定谔方程。考虑到原子和 光场相互作用,仅有一项为非零值, *H*'_{ge}(*t*) = *H*'^{*}_{eg}(*t*) 保留在求和号内,于是我们 可以得到:

$$\begin{cases} i\hbar \frac{dc_g(t)}{dt} = c_e(t)H'_{ge}(t)e^{-i\omega_a t} \\ i\hbar \frac{dc_e(t)}{dt} = c_g(t)H'_{eg}(t)e^{i\omega_a t} \end{cases}$$
(2.16)

其中 $\omega_a = \omega_{eg}$ 为二能级原子的跃迁频率。光场中原子与激光相互作用的哈密顿量 为 $H'(t) = -e\hat{\epsilon}(\vec{r},t)\cdot\vec{r}$ (e为电子的电荷量)。频率为 ω 沿着 z 方向传播的平面波 的电场为 $\hat{\epsilon}(\vec{r},t) = E_0\hat{\epsilon}\cos(kz - \omega t)$,其中 E_0 为光场的振幅, $\hat{\epsilon}$ 为光场的偏振方向。 利用电偶极近似(假设在原子的尺度上电场为一常量,并且认为原子的电偶极矩 $e\vec{r}$ 和电场的偏振方向 $\hat{\epsilon}$ 为同一方向)我们可以得到 $H'_{eg}(t) = \hbar\Omega\cos(kz - \omega t)$,其中 $\Omega = eE_0/\hbar\langle e|r|g\rangle$ 为拉比频率。使用旋转波近似(RWA),即忽略1/ ω 项保留1/ δ 项 ($\delta = \omega - \omega_a$)我们可以得到,

$$\begin{cases} \frac{d^{2}c_{g}(t)}{dt^{2}} - i\delta \frac{dc_{g}(t)}{dt} + \frac{\Omega^{2}}{4}c_{g}(t) = 0\\ \frac{d^{2}c_{e}(t)}{dt^{2}} + i\delta \frac{dc_{e}(t)}{dt} + \frac{\Omega^{2}}{4}c_{e}(t) = 0 \end{cases}$$
(2.17)

应用初始条件 $c_e(0)=1$, $c_e(0)=0$ 我们可以得到上面的微分方程的解,

$$\begin{cases} c_g(t) = \left(\cos\frac{\Omega' t}{2} - i\frac{\delta}{\Omega'}\sin\frac{\Omega' t}{2}\right)e^{i\delta t/2} \\ c_e(t) = -i\frac{\Omega}{\Omega'}\sin\frac{\Omega' t}{2}e^{-i\delta t/2} \end{cases}$$
(2.18)

其中 $\Omega' = \sqrt{\Omega^2 + \delta^2}$, 而系统的可观察量为基态和激发态的布居几率, $\begin{cases} \left| c_g(t) \right|^2 = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\Omega}{\Omega'} \right)^2 \left[1 - \cos(\Omega' t) \right] \\ \left| c_e(t) \right|^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{\Omega}{\Omega'} \right)^2 \left[1 - \cos(\Omega' t) \right] \end{cases}$ (2.19)

从上面的方程中我们可以看出布居几率是在基态和激发态之间来回振荡的。失谐 量越大,振荡的频率越高而振荡的振幅越小。图 2.5 给出了不同的失谐量下原子 的激发态的布居几率 $|c_e(t)|^2$ 的示意图。整个布居数反转只有在激光和原子共振时 才能发生。在这种情形下,经过时间 $t = \frac{2\pi}{2\Omega'} = \frac{2\pi}{2\Omega}$ 后,原子的布居数将会发生整 体的反转。这就意味着这么长的脉冲可以将原子从基态激发到激发态或者从激发 态回落到基态。因为这么长的时间对应的位相为 π ,因此具有适当长度和振幅并 且能够使得原子发生整体的布居数反转的激光脉冲称为 π 脉冲。



图 2.5 拉比振荡。在不同的失谐量下,原子的激发态的布居几率

2.4.3 π脉冲模型

双色力是由相向而行的包含两种不同频率的激光作用在原子上而产生的。假设这两种频率成分的光具有相同的振幅 E_0 并且相对于中心频率 ω 具有对称的失谐量 ± δ ,那么沿着 z 轴正方向传播的激光的电场可以表示为:

$$E_{+} = E_{0} \cos((\omega + \delta)t - kz) + E_{0} \cos((\omega - \delta)t - kz)$$

= 2E_{0} \cos(\omega t - kz) \cos(\delta t) (2.20)

上式可以看成频率为 ω 经过振幅调制的激光束,这样的光束称之为 beat。如果将 频率设置为原子的共振频率,即 $\omega = \omega_a$,并且调整激光束的强度使得形成的每一 个 beat 的长度为 π/δ ,这样就构成了一个个 π 脉冲。在双色场中形成的一系列的 π 脉冲可以有效的使得原子得到激发或者使得原子回到基态。对于拉比频率为 $\Omega_{+} = 2\Omega \cos(\delta t)$ 的 π 脉冲形成的条件为:

$$\int_{-\pi/2\delta}^{\pi/2\delta} 2\Omega\cos(\delta t) dt = \pi$$
(2.21)

从上面的方程可以解得 $\Omega = \pi \delta/4$,为了得到有效的双色力,一般情形下需要相向 传播的激光形成的两套 beat 具有一定的位相延迟 ϕ ,这样我们可以得到总的电场 为:

$$E = E_{+} + E_{-}$$

= $2E_{0} \left[\cos(\omega t - kz) \cos(\delta t - \phi/4) + \cos(\omega t + kz) \cos(\delta t + \phi/4) \right]$ (2.22)

如果第一个 π 脉冲将原子从基态激发到激发态,那么原子将发生一个 $\hbar \vec{k}$ 的光子动量的转移。当经过下一个 π 脉冲时,处于激发态的原子将通过受激辐射而产生 另一个 $\hbar \vec{k}$ 的光子动量的转移(方向和第一个相同)。由于这样的过程发生的时长 为 π/δ ,因此我们可以得到原子所受到的双色力大小的估计值:

$$F_{bichro} = \frac{2\hbar k\delta}{\pi} \tag{2.23}$$

双色力的方向取决于什么方向的 *π* 脉冲激发了原子和什么方向的 *π* 脉冲引起了 原子的受激辐射,因此我们必须对这两套 *π* 脉冲序列的相对位相进行设置。然而 我们不能将这两套 *π* 脉冲序列正好设置成相互嵌套,因为我们另外还要考虑到自 发辐射。如果在原来应该使得原子发生受激辐射的 *π* 脉冲作用原子之前发生了自 发辐射,那么双色力的方向将会发生改变。当两套 *π* 脉冲序列的相对位相差为 *π* 时,双色力的平均大小为 0。因此当原子受到激发后的很短时间内,原子必须得 到受激辐射。数值计算发现当相对位相为 *π*/2时原子受到的双色力达到最大值。

虽然 *π* 脉冲模型只能给出双色力模型的定性的物理图像而且不能给出双色 力和原子速度的依赖关系,但是这个模型给出了双色力大小的估算值。双色力的 方向可以通过设定相对位相得到改变,并且得到的双色力的大小远大于原子受到 的共振辐射力的大小。

2.4.4 双 dressed 态模型

另外一种可以更加准确的解释双色力的理论是双 dressed 态模型[44-46]。在 双 dressed 态原子模型中将原子和激光相互作用看成一个系统,耦合能级称为

dressed 态。其实 dressed 态原子理论已成为研究单色光场中的原子和激光相互作用的强有力的工具[47]。在双色力的 π 脉冲模型中,双色力是由于原子在两套相向传播的 beat 中不断的转移动量而产生的。而在双 dressed 态理论中,双色力源 自双 dressed 能级的空间梯度。与 π 脉冲模型中的 beat 不同,在双 dressed 态理论 中我们将双色场看成两个驻波场:

 $E = 2E_0[\cos(kz + \chi/2)\cos[(\omega_a + \delta)t] + \cos(kz - \chi/2)\cos[(\omega_a - \delta)t]]$ (2.24) 其中, 驻波场的空间位相为 $\chi = 2\Delta kz = 2\delta z/c$ 。

Dressed 态的构造首先从裸态原子的基态 $|g\rangle$ 和激发态 $|e\rangle$ 开始,能量分别为 $\varepsilon_g = 0 \,\pi \varepsilon_e = \hbar \omega_a$ 。激光场具有两种光子数态:一种是具有 m 个光子的蓝失谐 $\hbar(\omega_a + \delta)$,另一种是具有 n 个光子的红失谐 $\hbar(\omega_a - \delta)$ 。将裸态原子和光场的光子 数态结合构造非耦合能态的基矢, $|g,m,n\rangle$ 和 $|e,m,n\rangle$,能量分别为[44]:

$$\begin{cases} E_{g,m,n} = (m+n)\hbar\omega_a + (m-n)\hbar\delta \\ E_{e,m,n} = (m+n+1)\hbar\omega_a + (m-n)\hbar\delta \end{cases}$$
(2.25)



图 2.6 两套原子光场非耦合能态

非耦合态形成了如图 2.6 的一系列无数的能级。能级之间的间隔为 $\hbar\omega_a$ 对应着辐射一个光子的能量。相邻的两个能级之间跳跃代表着从一个光场中吸收一个 光子或者受激辐射一个光子到另外一个光场中。将原子和光场相互作用项 $V_{\pm} = \Omega_r \cos(kz \mp \phi/2)$ 加入哈密顿量中。相对于任意的初始光子数态(m, n),哈 密顿矩阵可以表达成,

$$H/\hbar - (m+n)\omega_{a} = \begin{bmatrix} 3\delta & V_{-} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ V_{-} & 2\delta & V_{+} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & V_{+} & \delta & V_{-} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & V_{-} & 0 & V_{+} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & V_{+} & -\delta & V_{-} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & V_{-} & -2\delta & V_{+} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & V_{+} & -3\delta \end{bmatrix}$$
(2.26)

上式中只给出了 7*7 的哈密顿量矩阵,在实际使用 Matlab 计算本征值时我们使用了 15*15 的矩阵,从上面我们可以知道 χ 为慢变项,在一定的 z 范围内可以看作一个定值。图 2.7(a)给出了当 $\Omega_r = (\pi/4)\delta$ 时双色场中缀饰态能级随着位置的变化,图中出现了具有一定能量间隙的避免交叉点;然而当 $\Omega_r = \sqrt{3/2}\delta$ 时,图 2.7(b)显示避免交叉点开始接触。原子可以通过接触的避免交叉点以一定的概率从一个缀饰态能级跃迁到另一个缀饰态能级,这个概率由下面的朗道-齐纳公式给出[48]:

$$P_{LZ} = \exp\left(-\frac{\pi U^2}{\hbar v \nabla E}\right) \tag{2.27}$$

其中 2*U* 为避免交叉点的能级间隔, v 为原子的速度, ∇E 为避免交叉点处任一边的能量梯度。由于避免交叉点处的能级间隔很小,因此 $P_{LZ} \rightarrow 1$ 。这适用于当 $\Omega_r = \sqrt{3/2\delta}$, $\chi = \pi/4$ 时给出的图 2.7(b)。在这种情形下,原子将会在避免交叉点处发生一次绝热跃迁,这样原子将会沿着某一条路径运动。如果原子在双色场中一直沿着正确的路径行进,那么受到的双色力大小由缀饰态能级的梯度决定:

$$\left|F\right| = \left|\frac{\Delta E}{\Delta z}\right| = \frac{2\hbar\delta}{\lambda/2} = \frac{2\hbar k\delta}{\pi}$$
(2.28)



图 2.7 (a)当 $\delta = 40\gamma$, $\Omega_r = \pi/4\delta$, $\chi = \pi/4$ 时, 缀饰态能级随着位置的变化; (b)当 $\delta = 40\gamma$, $\Omega_r = \sqrt{3/2}\delta$, $\chi = \pi/4$ 时, 缀饰态能级随着位置的变化

然而,这个双色力大小是在当原子一直在正确的路径行进时估算得到的。自 发辐射的存在将会使得原子辐射到不正确的相反路径,这样受到的双色力的方向 便发生了改变。图 2.8 给出了图 2.6 较低的能级的缀饰态的本征态。图中粗线标 记部分对应着原子的裸态 | *g*,*m*,*n* >, 当原子处于这些路径时原子发生自发辐射的 概率要比处于细线标记的路径时发生自发辐射的概率低很多。例如,路径 A 中 混合的原子激发态要比路径 B 高很多,因此原子更可能在路径 B 上行进。



图 2.8 图 2.6 所示的非耦合态的缀饰态能级的空间变化

因此当 χ = π/4时,经过很多的空间周期平均后,原子将会在路径 A 上行进 1/4的时间,在路径 B 上行进 3/4的时间。这样,实际的双色力将会变为公式 2.28 的一半:

$$F_{BCF} = \frac{\hbar k\delta}{\pi} \tag{2.29}$$

2.4.5 光学布洛赫方程

为了定量的描述双色力模型,我们应该考虑到自发辐射,原子的速度以及两 束相对传播的激光的光强和相对位相差。首先纯态的密度矩阵为:

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{ee} & \rho_{eg} \\ \rho_{ge} & \rho_{gg} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_e c_e^* & c_e c_g^* \\ c_g c_e^* & c_g c_g^* \end{pmatrix}$$
(2.30)

其中ρ_{ss}和ρ_{ee}分别为原子基态和激发态的布居几率,ρ_{se}和ρ_{eg}被称为原子的耦合项。从含时薛定谔方程出发可以推导得到密度矩阵的运动方程:

$$i\hbar \frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}t} = [H,\rho] \tag{2.31}$$

考虑到自发辐射,我们可以得到密度矩阵的各元素的演化方程[49]:

$$\begin{cases} \dot{\rho}_{gg} = \frac{i}{\hbar} \left(\rho_{eg} - \rho_{ge} \right) dE + \gamma \rho_{ee} \\ \dot{\rho}_{ge} = \frac{i}{\hbar} \left(\rho_{ee} - \rho_{gg} \right) dE + \left(i\omega_a - \frac{\gamma}{2} \right) \rho_{ge} \\ \rho_{ge} = \rho_{eg}^* \\ \rho_{gg} + \rho_{ee} = 1 \end{cases}$$

$$(2.32)$$

其中 $d = e \langle e | r | g \rangle$ 为原子的电偶极矩的矩阵元, E为外加的电场, γ 为原子激发态的散射速率。我们引入布洛赫矢量 $\vec{R}(r_1, r_2, r_3)$ [50]:

$$\begin{cases} r_1 = \rho_{ge} e^{-i\omega t} + \rho_{eg} e^{i\omega t} \\ r_2 = i \left(\rho_{ge} e^{-i\omega t} - \rho_{eg} e^{i\omega t} \right) \\ r_3 = \rho_{gg} - \rho_{ee} \end{cases}$$
(2.33)

通过上式我们可以得到:

$$\begin{cases} \rho_{gg} = \frac{1}{2}(1+r_{3}) \\ \rho_{ee} = \frac{1}{2}(1-r_{3}) \\ \rho_{ge} = \frac{1}{2}(r_{1}-ir_{2})e^{i\omega t} \\ \rho_{eg} = \frac{1}{2}(r_{1}+ir_{2})e^{-i\omega t} \end{cases}$$
(2.34)

将 2.34 式和双色场的电场表达式 2.22 式带入密度矩阵元的演化方程中,并且利用旋转波近似将快变项用时间平均值代替 ($\sin(2\omega t) \rightarrow 0$, $\sin^2(\omega t) \rightarrow 1/2$, $\cos^2(\omega t) \rightarrow 1/2$)。然后做进一步近似将原子的位置表示成 z = vt,我们可以得到:

$$\begin{vmatrix} \dot{r}_{1} = (\omega_{a} - \omega)r_{2} - \frac{\gamma}{2}r_{1} - 4\Omega r_{3}\sin(kvt)\sin\left(\frac{\phi}{4}\right)\sin(\delta t) \\ \dot{r}_{2} = (\omega_{a} - \omega)r_{1} - \frac{\gamma}{2}r_{2} + 4\Omega r_{3}\cos(kvt)\cos\left(\frac{\phi}{4}\right)\cos(\delta t) \\ \dot{r}_{3} = 4\Omega\left[r_{1}\sin(kvt)\sin\left(\frac{\phi}{4}\right)\sin(\delta t) - r_{2}\cos(kvt)\cos\left(\frac{\phi}{4}\right)\cos(\delta t)\right] + \gamma(1 - r_{3}) \end{aligned}$$
(2.35)

电偶极近似下,原子在光场 $\vec{\varepsilon}(\vec{r},t)$ 中受到的力为[30]:

$$F = e \frac{\partial}{\partial z} \left(\left\langle \vec{\varepsilon} \left(\vec{r}, t \right) \cdot \vec{r} \right\rangle \right)$$
(2.36)

利用双色场的表达式和拉比频率的定义我们可以得到,

$$F = \frac{\hbar}{E_0} \frac{\partial E}{\partial z} \left(\Omega \rho_{ge} + \Omega^* \rho_{eg} \right)$$
(2.37)

将上式中的密度矩阵的矩阵元用布洛赫矢量的分量来代替,并且利用旋转波近似 我们可以得到原子在双色场中所受到的双色力的表达式,

$$F = 2\hbar k\Omega \left(-r_1 \cos\left(\delta t\right) \cos\left(\frac{\phi}{4}\right) \sin\left(kvt\right) + r_2 \sin\left(\delta t\right) \sin\left(\frac{\phi}{4}\right) \cos\left(kvt\right) \right)$$
(2.38)

2.4.6 数值计算

光学布洛赫方程是不能进行解析求解的,然而一种数值求解的方法可以得到 双色力大小与原子速度之间的关系。我们用 c++编程语言编写了有关数值解光学 布洛赫方程的程序,该程序分别计算得到每一个时间步长的光学布洛赫矢量的稳 定解,根据这些稳定解得到双色力的大小,最后对这些双色力在时间上求平均得 到最终的有效双色力大小。数值计算程序可以计算出特定的失谐量δ,拉比频率 Ω以及相对位相差φ参数下原子速度从 v_{min} 到 v_{max} 的双色力大小。该程序计算几 百个不同速度下原子受到的双色力大小大概需要几个小时。



图 2.9 不同的相位差下,原子受到的双色力大小与原子速度的依赖关系

在我们研究不同的相对位相差下双色力和原子速度的依赖关系时发现当相 对位相差为φ=π/2时双色力的特性是我们想得到的(如图 2.9):数值大,速度 捕获宽度大以及在一定的速度范围内数值恒定并且具有陡峭的边沿。图中出现的 毛刺大多是由于对微分方程组进行数值解带来的,还有部分原因可能是多光子过 程引起的[51]。



图 2.10 当 δ = 37 γ , ϕ = $\pi/2$ 时,不同的拉比频率和不同的原子速度下计算得到的双色力等 高图

接着我们还研究了双色力与光强即拉比频率 Ω 的关系,图 2.10 是当 δ =37 γ , $\phi = \pi/2$ 时根据在不同的拉比频率和不同的原子速度下计算得到的双色力作出的 等高图。从图中我们可以看出在满足 π 脉冲条件时(Ω =46 γ),原子受到的双色 力在一个很宽的速度范围内变的很大,我们称此时的拉比频率为最优拉比频率。



图 2.11 当失谐量 $\delta = 37\gamma$ 时,不同的拉比频率下原子受到的双色力大小和原子速度之间的关系

为了更加清楚的得到拉比频率具体满足什么条件时速度捕获宽度会变得很 大,图 2.11 给出了当失谐量为δ=37γ时,几种不同的拉比频率下双色力与原子 速度的关系图。从图中我们可以看出当我们选择某些特定的实验参数时可以得到 速度捕获宽度以及数值都相对很大的双色力。从图中我们也可以看出双色力确实 比单色光场的共振辐射力(≈1/2ħkγ)大很多,并且双色力的速度捕获宽度也比 传统多普勒冷却(γ/k)要大很多。

2.4.7 双色力中心的平移



图 2.12 双色力速度中心平移原理图

经过上一小节对双色力的研究我们可以得到双色力的几大重要特征,

- 对于某些特定的相对位相差 Ø,双色力在任何的原子速度上都具有相同的方向,这样可以使得速度群向同一方向移动;
- 当选择双色场的中心频率与原子能级共振时,双色力以0速度原子为对称中心;
- 3. 不管失谐量δ为多大,双色力的下降边缘都很陡。

为了使用双色力减速中心速度不为0的原子群,我们需要平移双色力的中心, 这样可以充分的利用双色力的速度捕获宽度。具体的方法如图 2.12 所示,将右 行激光频率调制增加 kv,左行激光频率调制减少 kv,此时左行激光和右行激光 的频率分别为 $a_0 \pm \delta + kv$, $a_0 \pm \delta - kv$ 。以速度为v的右行原子为参考,左行激光和 右行激光的频率均为 $a_0 \pm \delta$,这样双色力的对称中心平移到了v。这里的频移量 kv 有点类似多普勒冷却中的失谐量。

第三章 双色力减速双原子 MgF 分子

激光冷却分子实验是目前国际上比较复杂的课题之一,因为分子的结构比较 复杂,不像原子可以很容易找到闭合循环能级通过不断的散射光子来达到减速的 目的。然而一些比较特殊的双原子分子具有对角化程度很高的 Frank-Condon 因 子(例如 SrF, CaF, YO等),这样的分子可以找到准闭合的能级循环系统,能 够使得光子散射次数满足分子减速的要求。但是目前使用的多普勒减速分子的方 案仍然存在着一些困难,比如分子在多普勒减速中的多普勒补偿问题很难使用原 子的 Zeeman 补偿方式进行解决。我们在本章节提出一种使用双色激光进行分子 减速的方案,方案中我们考虑到了布居权重以及约化因子对分子中双色力的影响。 我们分别在理论上计算了分子受到的双色力的大小并且模拟了分子束减速器的 动力学过程,得到了这种双色力分子减速器的特性。我们通过对二能级系统的光 学布洛赫方程进行数值求解得到了分子在双色光场中受到的双色力的大小,发现 分子受到的双色力的大小是散射力大小的将近3倍。在 Monte-Carlo 模拟中我们 发现分子束在 1cm 不到的距离中就能实现减速达到 MOT 装载的需求。这种方案 最大的优点是不需要在分子减速考虑多普勒补偿。

3.1 近循环系统的双色力场

我们选择 MgF 分子作为双色力减速的研究对象,利用 $X^{2}\Sigma_{1/2}^{+}(\nu=0,N=1) \rightarrow A^{2}\Pi_{1/2}(\nu'=0,J'=1/2^{+})$ 电子能级跃迁来做光循环系统以及 双色场减速,其中第一电子激发态 $A^{2}\Pi_{1/2}$ 的寿命为 7.2ns,对应的自然线宽为 $\Gamma=2\pi\times22MH_{Z}$,双色场的失谐量为± δ 。我们设定失谐量 $\delta=25\gamma(\approx 3.5GH_{Z})$, 电子态 $X^{2}\Sigma_{1/2}(\nu=0)$ 中N=0,N=2与N=1之间的间隔分别为31GHz(≈8.6 δ)以 及 $62GH_{Z}(\approx 17.7\delta)$ 。如图 3.1 所示,双色场的频率与四个自旋-转动超精细分裂的 能级的间距都很大。双色力与共振辐射力相比具有很大的速度捕获宽度,当 $\delta=25\gamma$,双色力的速度捕获宽度 $\Delta\nu_{BCF}=198m/s$,而共振辐射力的速度捕获宽度 $\Delta\nu_{radiative}=\gamma/k=8m/s$ 。由于四个自旋-转动超精细分裂的能级间距比较小,我们 可以认为这四个能级都同时参与了受激吸收和受激辐射的过程。用于电子态 $X^{2}\Sigma_{1/2}$ 中的v=1(368.6nm)和v=2(368.1nm)的再泵浦光以一个很小的角度与相对 飞行的分子束源相互重叠。再泵浦光的功率和超精细分裂的四个能级的饱和光强 I_{s} 成正比,这个比例系数大概为 δ/γ ,量级为几百个 mW/cm^{2} ,这个比双色场主 激光的功率小很多。



图 3.1 双色力减速模型中 MgF 分子的转动能级图

为了研究双色力对双原子分子的减速效果,我们选择了 MgF 分子作为减速 对象,研究了该分子在双色场中的详细的动力学过程。选择 MgF 分子因为该分 子可以很容易的找到近闭合循环系统,而且各项参数都比较适合做激光冷却实验。 MgF 分子束通过在 4K 的低温腔中进行激光消融产生,然后通过两个磁极进行准 直。分子束从低温腔中喷出后经过距离为 L_1 的自由飞行后进入距离为 L_2 的双色 减速场中进行双色力减速[52-55]。最后,使用一束探测光对减速后的分子束的纵 向速度分布进行探测。关于双色场对分子的作用的基本物理图景我们在上一章节 中已经进行了详细的阐述。以右行速度为v的分子为参考系,左行激光和右行激 光都是由两种频率 $\omega \pm \delta$ 构成。如果两种频率的激光形成的 beat 的脉冲面积为 π 而且相对位相差 $\phi = \pi/2$,那么分子将会从左行的 beat 中吸收一个光子然后受激 辐射一个光子到右行的 beat 中[35]。在这样的一个周期 π/δ 内发生了两个光子动 量的转移,这样我们可以估算出双色力的大小为 $2\hbar k \delta/\pi$,这个数值比共振散射 力 $\hbar k \gamma/2$ 要大得多。

二能级光学布洛赫方程组可以恰当的描述双原子分子中双色力,而且能够得 到实际的双色力场。由于分子布居在不同的超精细分裂的能级上,然而不可避免 的自发辐射使得这些布居在不断的改变,进而这些分子在时间上受到的平均力是 相同的[16]。通过上一章节介绍的数值计算的方法,我们得到四个超精细分裂形 成的二能级系统的光学布洛赫方程组的数值解。事实上,受激过程产生的压力受 到激光强度以及光子散射效率的限制。双色激光场中的任一频率成分的光的功率 与最优拉比频率的二次方成正比 $I = 3I_s (\delta/\gamma)^2$,这么高功率的激光将会引起所 有超精细能级的功率展宽。这些超精细能级之间的间距分别为 9MHz,120MHz, 110MHz,我们假设 $X^2\Sigma_{1/2} (v=0)$ 态的四个超精细分裂能级都具有最优的拉比频 率。这种情形下,超精细分裂的四个能级能够同时独立地参与这个受激吸收和受 激辐射的过程。

在不同的相对位相差下,双色场施加于MgF分子上的双色力与速度之间关系可以通过数值求解光学布洛赫方程组的方法得到。我们已经在上一章节给出了关于二能级系统的光学布洛赫方程组的推导。我们只需对二能级原子系统的光学布洛赫方程组做适当的修正便可得到MgF分子的光学布洛赫方程组,

$$\begin{vmatrix} \dot{r}_{1} = (\omega_{mi} - \omega)r_{2} - \frac{\gamma}{2}r_{1} - 4\Omega r_{3}\sin(kvt)\sin\left(\frac{\phi}{4}\right)\sin(\delta t) \\ \dot{r}_{2} = (\omega_{mi} - \omega)r_{1} - \frac{\gamma}{2}r_{2} + 4\Omega r_{3}\cos(kvt)\cos\left(\frac{\phi}{4}\right)\cos(\delta t) \\ \dot{r}_{3} = 4\Omega \bigg[r_{1}\sin(kvt)\sin\left(\frac{\phi}{4}\right)\sin(\delta t) - r_{2}\cos(kvt)\cos\left(\frac{\phi}{4}\right)\cos(\delta t)\bigg] + \gamma (1 - r_{3}) \end{aligned}$$
(3.1)

其中 r_1, r_2, r_3 为布洛赫矢量的三个分量, $_k$ 为双色场中心频率对应的波矢, $_\gamma$ 为激 发态 $A^2\Pi_{1/2}(v'=0,J'=1/2^+)$ 的自然线宽, v为分子的速度, Ω 为拉比频率, δ 为双色 激光的失谐量, $\omega_{mi} = \omega$ 分别为任一超精细分裂能级的共振频率和双色场激光的 中心频率。通过数值解光学布洛赫方程组我们可以得到布洛赫矢量的各分量的大 小, 再结合上一章节推导的双色力公式得到双色力的大小。进一步考虑到简并的 近循环系统中的双色力的特性, 我们需要对双色力公式进行修正[16],

$$F = 2 \frac{g_e/2}{g_e/2 + g_a + g_d} \hbar k \Omega \left(-r_1 \cos\left(\delta t\right) \cos\left(\frac{\phi}{4}\right) \sin\left(kvt\right) + r_2 \sin\left(\delta t\right) \sin\left(\frac{\phi}{4}\right) \cos\left(kvt\right) \right)$$
(3.2)

其中 g_e 为激发态的简并度, g_a 为参与双色场受激循环的基态的简并度, g_d 为没 有参与双色场受激循环的基态的简并度。根据数值计算得到的双色力场,我们可 以对这样的分子减速器进行动力学过程的模拟得到减速器的性能。图 3.2 给出了 双色场的相对位相差为 $\phi = \pi/2$,激光的失谐量为 $\delta = 25\gamma$,拉比频率为最优拉比 频率 $\Omega = \sqrt{3/2}\delta$ 时,四个超精细分裂能级上的 MgF 分子受到的双色力大小和分子 速度之间的关系。四个超精细分裂的能级之间具有很小的间隔,因此受到的双色 力大小也十分的接近。我们通过双色力场的轮廓可以估算出分子的减速时间,经 过减速后分子会堆积在双色力的边缘。



图 3.2 当 $\delta = 25\gamma$, $\Omega = \sqrt{3/2}\delta$ 时, MgF 分子四个超精细分裂能级受到的双色力大小与分子速度的关系

3.2 双色力的数值计算和 Monte-Carlo 模拟

首先,我们要确定 MgF 分子束被减速的速度范围。 MgF 分子 X – A 电子跃迁 中的每一个超精细分裂能级的饱和光强约为 30 mW/cm²。双色场中的每一个频 率成分的激光的光强和最优拉比频率的平方成正比, I=3I_s $(\delta/\gamma)^2$ 。当双色场的失谐量为 $\delta=25\gamma$,拉比频率设置为 $\Omega=\sqrt{3/2}\delta$ 时,连续激光被聚焦为直径为1mm的平顶光束,此时需要的光强为56.25 W/cm²,整个双色场的总功率为1.77W。由于分子处于不同的位置导致的双色场的相位差不同,图 3.3 给出了不同的相位差下双色力随着速度变化的曲线。从图中我们可以发现随着相位差从 $\pi/2$ 不断的增大,双色力的大小在随之变小,而且双色力大小与速度大小关系轮廓也发生了变化。因此,我们在做分子束的动力学模拟的过程中要考虑到相位差变化的影响。



Continuous variation of beat phase \$\$\$\$\$\$\$\$\$\$\$\$\$\$between 90° and 108°

图 3.3 当 $\delta = 25\gamma$, $\Omega = \sqrt{3/2}\delta$ 时, MgF分子在不同的位相差下受到的双色力大小和分子速度 之间的关系

在计算得到图 3.3 所示的双色力与速度的关系的条件下,我们进一步对 MgF 分子在双色场中的动力学过程进行了 Monte-Carlo 模拟。为了充分的利用双色力 的速度捕获宽度大的优势,我们将双色场的中心频率激光的失谐量设置为 kv=17 γ (此时双色场中的频率成分为 $\omega_m \pm \delta - kv, \omega_m \pm \delta + kv$)。根据上一章节的 介绍,双色力的中心将会被移动到某一特定的速度(=17 $\gamma/k \approx 135 m/s$)。我们 首先研究了单个 MgF 分子在双色光场中的减速情形,图 3.4 给出了当 $\delta = 25\gamma$, $\Omega = \sqrt{3/2}\delta$, $\phi = 90^\circ$ 时,不同初始速度的 MgF 分子在双色力作用下速度随着减 速距离的变化情形,从图中我们可以看出小于 240m/s 的分子均可得到减速,并 且能够减速到相当低的速度(≈6*m*/*s*)。从图中我们还可以看出 MgF 分子减速 到最低速度所需要的距离很短,这充分说明了双色力具有很大的数值,并且具有 很大的速度捕获宽度。



首先我们对双色力速度中心对 MgF 分子束减速效果的影响做了相应的研究。 图 3.5 给出了当 *L*₁ = 5*cm*, *L*₂ = 0.7*cm*, δ = 25γ 时,不同的双色力速度中心下 MgF 分子减速的效果图。在模拟过程中我们是通过调节 kv 的大小来设置不同的双色 力速度中心的。从图中我们可以看出随着双色力速度中心的左移,最终得到的 MgF 分子束的中心速度也越来越小。



图 3.5 当 $L_1 = 5cm, L_2 = 0.7cm, \delta = 25\gamma$ 时,不同的双色力速度中心对减速效果的影响

接下来在 Monte-Carlo 模拟中我们设置 $L_1 = 5$ cm, $L_2 = 0.7$ cm, $kv=17\gamma$, $\phi=\pi/2$, 图 3.6 给出了不同的失谐量的条件下分子束的速度分布的变化。从图中我们可以 看出大失谐的条件下可以得到更低中心速度的分子束, 然而分子束的数目会变得 更少。因为在双色力场的速度中心一定的条件下, 较大的失谐量意味着速度捕获 宽度较大, 这样我们可以得到速度更低的分子束。在不同的失谐量的大小下我们 做了分子束减速的 Monte-Carlo 动力学模拟, 模拟发现可以获得速度低至 6.5 m/s的分子波包, 这样的分子波包完全可以被分子 MOT 捕获[14,56]。



图 3.6 当 $L_1 = 5cm$, $L_2 = 0.7cm$, $kv = 17\gamma$ 时,不同失谐量条件下,拉比频率取为最优拉比频率, MgF 分子束在双色光场中的纵向速度分布的变化

为了进一步研究分子双色力减速器的减速性能,图 3.7 给出了双色场减速器的减速效率和失谐量之间的关系,实心的数据点表示减速得到的分子数目和总的分子数之间的比值。图中模拟的参数为 $L_1 = 5cm, L_2 = 0.7cm, kv = 17\gamma$,失谐量取不同的值时,拉比频率均设置为最优拉比频率。从图中我们可以看出随着失谐量的增加,减速器的效率在失谐量为 $\delta = 15\gamma$ 时达到最大值10.8% 然后再减小。产生这样的现象的原因是较大的失谐量意味着较大的速度捕获宽度,同样也意味着较大的双色力,而当分子受到的双色力较大时,分子波包的横向扩散也变得十分的严重。当这两种机制达到平衡的时候就出现了最大的减速效率。虽然在 $\delta = 15\gamma$ 时减速器的效率可以达到最大值10.8%,但是此时分子波包的中心速度为58.5m/s,

这样的速度是不能被分子 MOT 捕获的。



图 3.7 当 $L_1 = 5 cm, L_2 = 0.7 cm, kv = 17\gamma$,不同的失谐量下 MgF 分子双色力减速器的减速效率

3.3 本章小结

本章节我们探究了一种利用双色力能够有效减速双原子分子的减速方案。倍频的钛宝石激光器可以提供强功率的激光在 MgF 分子上施加双色力,由于双色力的速度捕获宽度大,MgF 分子可以减速到很低的速度。研究表明在一定的实验参数下,MgF 分子可以减速到 6.5m/s 进而能被分子 MOT 捕获。通过上面的模拟和讨论,我们发现了与共振辐射力相比,双色力减速器具有很多的优势。

第四章 PDH 稳频技术和数字式稳频技术

在进行 MgF 分子的激光冷却实验中需要稳定的频率源,我们在实验中使用 的冷却光是由一台商用染料激光器提供的。这台染料激光器自带 PDH 稳频系统, 该稳频系统可以压窄染料激光器的激光线宽(达到百 KHz 量级),同时输出的染 料激光具有很高的短时频率稳定性,但是染料激光的长时频率稳定性很差,这不 符合我们分子激光冷却实验对激光频率稳定性的要求。因此,我们提出了 PDH 稳频技术和数字式稳频技术相结合进行染料激光器长时频率稳定性控制的方案, 该方案可以得到长时频率稳定度为±2MHz 的染料激光。

4.1 PDH 稳频技术

PDH(Pound-Drever-Hall)激光稳频技术是能够提高现有激光器输出激光频 率稳定性的一项强有力的技术,它对于频率锁定反馈回路是不可或缺的[57]。射频调制光谱技术和 PDH 激光锁定技术的基础概念都是一样的,只要掌握了其中 一种,另一种也就能很容易理解了。

图 4.1 给出了 PDH 稳频技术的基本原理图,一束激光经过位相调制后入射 到作为频率标准的 F-P 腔中,F-P 腔的反射光信号和位相调制器的驱动信号进行 混频后再进行适当的放大得到反馈信号,反馈信号输入到激光器的外带电信号输 入接口来控制激光频率的漂移。该稳频系统的主要组成部分包括:F-P 腔,位相 调制器,移相器,混频器以及光探测器。



图 4.1 PDH 稳频基本原理图

4.1.1 法布里波罗干涉仪

PDH 稳频系统的核心部分就是高细度的法布里波罗标准具(F-P 腔)。F-P 腔是由一对固定间距的具有高反射率的反射镜组成,如果 F-P 腔的长度 L 为入射激光的半波长的整数倍时,腔镜的内表面反射的激光将出现干涉相长,透射信号达到最大值,此时激光与 F-P 腔共振。在共振条件下,F-P 腔的透射光强和入射光强相同,此时 F-P 腔对于激光束而言是透明的。图 4.2 给出了某 F-P 腔的透射峰信号和入射光频率的关系。如果共振条件不满足,那么 F-P 腔的反射光强和入射射光强相等。F-P 腔的透射光谱和反射光谱正好是互补的关系。



图 4.2 F-P 腔的透射峰和入射激光的频率的关系

图 4.2 中 F-P 腔的共振峰之间的间距被称为自由光谱程(FSR),自由光谱程 的大小和腔长 L 以及激光的传播速度 c 有关。具体的公式如下:

$$FSR = c / 2L \tag{4.1}$$

腔镜的反射率的 R 的大小决定了 F-P 内形成的光强的大小,高反射率 R 将导致光子在 F-P 腔内来回反射很多次才从 F-P 腔内出射。一般的 F-P 腔都具有很高的细度 F。细度越高,F-P 腔对激光的频率漂移越敏感。因此,高细度的 F-P 腔都具有很窄的透射光谱和很窄的激光线宽Δν:

$$\Delta v = FSR/F, \quad \ddagger \oplus F = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}$$
(4.2)

对于无损耗对称腔,电场反射系数 $F(\omega_e)$ 关于激光频率与共振频率之差的方程:

图 4.3 给出了公式 4.3 的图像,从图 4.3(a)中可以看出 F-P 腔的反射光强度是 关于共振频率对称的,如果利用反射光强度作为反馈环路的误差信号,那么该系 统将无法判断激光频率的偏移相对于共振频率的方向。从图 4.3(b)中我们可以看 出根据 F-P 腔的反射光的相位角信息作为误差信号来设计激光稳频系统是可靠 有效的。



图 4.3 (a)F-P 腔反射系数的强度和频率偏差的关系; (b)F-P 腔反射系数的相位和频率偏差的关系

4.1.2 激光的位相调制

在 PDH 稳频系统中,激光束在入射到 F-P 腔之前要首先进行位相调制,实验中实现位相调制的器件为电光调制器 (EOM)。电光调制器是利用晶体的电光效应制成的,电光效应是指在外加的直流或者低频交变电场的作用下,晶体的折射率会发生改变。这样的调制可以施加在激光的频率,幅度以及相位上。在这里我们主要利用了 EOM 对激光进行了位相调制。

EOM 的一项最主要的应用就是在一束单色激光上产生边带,为了了解这是

如何实现的,我们假设入射到 EOM 中的基频光为 *Ae^{iωt}*,然后给 EOM 施加幅值为U,频率为Ω的正弦电场,调制深度为β,那么此时经过相位调制的激光将 会变成 *Ae^{(iωt+βsin(Ωt))}*,由于外加的正弦电场的幅值很小,我们可以利用小幅度近似 得到:

$$Ae^{(i\omega t + \beta \sin(\Omega t))} = Ae^{i\omega t} (1 + i\beta \sin(\Omega t))$$
(4.4)

进一步使用高斯公式对公式 4.4 进行进一步化简得到:

$$Ae^{i\omega t}\left(1+\beta/2\left(e^{i\Omega t}-e^{-i\Omega t}\right)\right) = A\left(e^{i\omega t}+\beta/2e^{i\left(\omega+\Omega\right)t}-\beta/2e^{i\left(\omega-\Omega\right)t}\right)$$
(4.5)

从公式4.5中可以看出经过相位调制后激光场中除了含有原来的基频光部分, 还产生了正负一级边带。但是在以上的公式推导中我们只利用了泰勒级数展开的 第一级数,实际上我们应该利用贝塞尔函数对调制后的电场公式进行级数展开,

$$Ae^{(i\omega t + \beta \sin(\Omega t))} = Ae^{i\omega t} \left(J_0(\beta) + \sum_{k=1}^{\infty} \left(J_k(\beta)e^{ik\Omega t} + (-1)^k J_k(\beta)e^{ik\Omega t}\right)\right)$$
(4.6)

从上式可以得到经过位相调制后所有的激光边带,其中 J_i(β)为第*i* 阶贝塞 尔函数, β为调制深度。

4.1.3 PDH 稳频的误差信号

PDH稳频技术是一种利用反射光的相位信息产生频率误差信号的稳频方式。 从上一小节中我们知道了经过调制深度 *β* 的相位调制后的激光的电场分量为,

$$E_{inc} \approx E_0 [J_0(\beta) e^{i\omega t} + J_1(\beta) e^{i(\omega + \Omega)t} - J_1(\beta) e^{i(\omega - \Omega)t}]$$
(4.7)

公式 4.7 只考虑了调制光场的正负一级边带,调制频率 Ω 属于射频范围。调制频率要足够大才能将产生的正负一级边带远离中心频率,这样才能使得当基频光完全通过 F-P 腔时,正负一级边带光能够完全被反射,也就是当 $F(\omega_e) \approx 0$ 时, $F(\omega_e \pm \Omega)$ 相对很大。

考虑到各种频率的光的反射系数,我们可以得到经过调制的激光经过 F-P 腔 反射的电场分量为,

$$E_{ref} = E_0 [F(\omega_e) J_0(\beta) e^{i\omega t} + F(\omega_e + \Omega) J_1(\beta) e^{i(\omega + \Omega)t} - F(\omega_e - \Omega) J_1(\beta) e^{i(\omega - \Omega)t}]$$
(4.8)

F-P 腔的反射光是通过光电探测器(如图 4.1 中的 PD)探测得到的,由于光电探测器探测到的是光强信号 $I_{ref} = |E_{ref}|^2$,所以探测器的作用相当于一个混频器, 公式 4.8 中的三种频率的光两两拍频产生直流项,Ω项和 2Ω项。其中频率为Ω的 拍频信号是基频光和正负一级边带拍频得到的。探测器探测到的光强信号具体为,

 $I_{e}(t) = 2J_{0}(\beta)J_{1}(\beta)\{\operatorname{Re}[F(\omega_{e})F^{*}(\omega_{e}+\Omega)-F^{*}(\omega_{e})F(\omega_{e}-\Omega)]\cos\Omega t + \operatorname{Im}[F(\omega_{e})F^{*}(\omega_{e}+\Omega)-F^{*}(\omega_{e})F(\omega_{e}-\Omega)]\sin\Omega t + ...2\Omega \ terms\}$ (4.9)

PDH 稳频系统中的调制频率 Ω 很大,因此入射光的边带被完全反射。从图 4.3 可以看出边带远离共振时,反射光的相位接近±180°,所以当 Ω 很大时, $F(\omega, \pm \Omega) \approx -1$,公式 4.9 可以化简为:

 $I_e(t) = -2J_0(\beta)J_1(\beta)\operatorname{Im}(F(\omega_e)F^*(\omega_e + \Omega) - F^*(\omega_e)F(\omega_e - \Omega))\sin\Omega t + ...2\Omega terms \quad (4.10)$

探测器探测到的信号和适当位相的调制信号混频后可以得到相应的误差信号,根据公式 4.3 和公式 4.10 可以画出 PDH 稳频系统的误差信号与激光频率偏差 *ω* 的关系图,如图 4.4 所示。



图 4.4 当调制频率为 Ω=0.2FSR 时的 PDH 稳频系统误差信号

当调制频率为 F-P 腔的自由光谱程的 0.2 倍时, PDH 系统得到的误差信号图 样如图 4.4 所示。从图中可以看出 PDH 误差信号的图像是奇对称的,这说明 PDH 调制方案成功的将 F-P 腔的反射光中的位相信息提取了出来。在这样的误差信号 下, PDH 稳频系统可以工作在图线中间的线性区域。

4.2 数字反馈式稳频技术

数字反馈式稳频技术也称为扫描传递腔稳频技术,主要的思想是将稳频激光的频率稳定度通过扫描传递腔的方式传递给待稳激光。数字反馈式稳频技术的基本原理图如图 4.5 所示,主要的组成部分包括稳定频率源,偏振分束器,扫描传递腔,光电探测器和数据采集卡等。



图 4.5 数字反馈式稳频的基本原理图

如图 4.5 所示,这种稳频方案首先需要一束频率稳定的激光源(图中的 Master Laser),一般采用稳频的 He-Ne 激光或者经过原子饱和吸收稳频的半导体激光作 为频率源。在稳频过程中,F-P 腔的 PZT 在外加的三角波信号的作用下来回扫描。 频率稳定的激光源和待稳激光分别通过耦合反射镜和偏振分束器合束,合束的激 光入射到 F-P 腔中后照射到光电探测器的感光面上,光电探测器的输出端和数据 采集卡的一个模拟输入端相连。实验中通过锁定参考激光的透射峰和待稳激光的 透射峰之间的间距达到频率稳定度传递的目的。

4.2.1 扫描传递腔

在 4.1.1 节中讲解的法布里波罗干涉仪是稳定的, 腔长的大小是固定的, 而 在数字反馈式稳频方案中使用的 F-P 腔的腔长是随着时间改变的, 称为扫描传递 腔。

扫描传递腔的腔镜安装在压电陶瓷(PZT)上,压电陶瓷的长度在外加的电

压信号下可以发生改变。我们知道当 F-P 腔的腔长为激光的半波长的整数倍时, 将出现干涉相长。假设 F-P 腔的腔长为L,入射到 F-P 腔的激光波长为λ,那么 干涉相长的条件为,

$$2L/\lambda = n \tag{4.11}$$

所以 F-P 腔每出现一次干涉相长, F-P 腔的腔长变化量为,

$$\Delta L = \lambda/2 \tag{4.12}$$

图 4.6 给出了扫描传递腔的透射峰信号强度与腔镜的相对位置之间的关系。 图中分别给出了 633nm 的 HeNe 稳频激光和 866nm 的待稳激光的透射峰信号。 我们选定腔长相对零点位置时, F-P 腔正好与 633nm 的 HeNe 激光共振,从图中 可以看出随着腔长的变化,两种不同频率的激光的透射峰出现的相对位置的关系。



图 4.6 扫描传递腔的透射峰信号强度与腔镜的相对位置之间的关系

假设我们经过合束入射到 F-P 腔中的两束激光具有不同的波长 λ_A 和 λ_B 。从 图 4.6 中我们知道,改变扫描传递腔的腔长时,F-P 腔的透射光将会依次出现干 涉相长的图样。然而由于 $\lambda_A \neq \lambda_B$,所以这两套透射峰出现的位置以及之间的间 距都是不一样的。现在我们假设激光 A 是稳定的频率源,而激光 B 则是自由运 转的激光。那么激光 A 的透射峰出现的位置以及之间的间距是固定不变的,这 样激光 A 便可以作为频率参考源。假设激光 A 出现干涉相长的位置为 $n_A\lambda_A/2$, 当激光 B 的波长 λ_B 发生改变时,相应的透射峰的位置将会从 $n_B\lambda_B/2$ 变化为 *n_B*(*λ_B* + *Δλ*)/2。这样我们可以将激光 B 的透射峰相对于激光 A 透射峰的相对位 置作为误差信号来反馈控制激光 B 的频率的漂移,达到稳频的目的。

4.2.2 数据采集以及误差信号的产生

扫描传递腔的透射峰信号是通过光电探测器探测得到的,这种光电探测器具 有高速响应的特性。扫描传递腔的扫描电压信号为 50Hz 的低频三角波信号,选 择低频信号是因为这样可以保证光电探测器可以得到实时响应,三角波电压幅值 的选择以正好可以扫描得到一个自由光谱程为标准。假设 F-P 腔的精细度为 100, 那么透射峰的扫描时间为≈100µs,一般的高速响应的光电探测器在这么长的时 间内都可以得到足够多的数据点来拟合出透射峰的形状。一般光电探测器探测到 的透射峰信号的幅值大约为 0.2V,并且具有很高的信噪比。扫描传递腔的腔镜 上的 PZT 选择为堆叠式压电陶瓷管,可以在低压的驱动下得到足够大的伸长量, 避免了使用高压驱动的需要。

在实验中我们可以选择使用一个光电探测器探测一束激光的透射峰信号,也可以选择使用同一光电探测器完成对所有激光的透射峰信号的探测。为了简化实验装置,我们选择了后一种的探测方案,但是这样带来了处理数据复杂的问题。而现有的 Labview 编程工具提供了简单的解决方案。

在我们的实验装置中,数据采集卡采用的是 National Instruments 公司的 PCI-6259多功能数据采集卡。这种型号的数据采集卡具有 32 路模拟输入通道(AI) 和 4 路 16 位模拟输出通道(AO)。模拟输入通道的单通道采集速率可以达到 1.25MS/s,模拟输出通道的速率可以达到 2.8MS/s。实验中将光电探测器的输出 端和数据采集卡的某一模拟输入端口相连,将数据采集卡的模拟采集通道的采集 速率调为 1MS/s,将采集到的数据存入一个一维数组中。实验前我们通过调节光 路中的半波片来控制激光的透射峰的峰值的大小,所编写的 Labview 程序通过透 射峰的高度来甄别不同的激光。



图 4.7 数据采集卡采集得到的透射峰图样

图 4.7 给出了数据采集卡采集得到的参考激光和待稳激光的透射峰信号图像。 峰值较大的为参考频率源,峰值较小的为待稳激光源。实验中通过 labview 程序 得到参考激光源的透射峰相对于待稳激光源的透射峰的相对位置 B 以及参考激 光源的相邻的透射峰的位置间距 A。选定锁定点为 C,通过比较 B/A 和 C 的差 值得到相应的误差信号。通过 Labview 编写 PI 算法将误差信号转化为相对应的 反馈电压来反馈控制待稳激光的频率漂移。

第五章 染料激光器的长期频率稳定

目前,国际上能够被激光冷却的分子大多属于自由基分子,比如氟化锶(SrF), 氟化钙(CaF),氧化钇(YO),氟化镁(MgF)等。这样的分子在化学上不是稳 定存在的,所以不能使用原子分子饱和吸收稳频技术对这样的冷却实验中使用的 冷却光进行频率稳定。我们小组开展的激光冷却实验的分子是 MgF 分子,所需 的激光波长为 359.3nm、368.1nm、368.6nm。半导体激光器不能提供这样的激光 波长,即使这些激光波长的倍频激光也不能在半导体激光中找到。现在能提供这 些激光波长的激光器只能是可调谐的染料激光器或者钛宝石激光器[13,14],我们 小组正好有一台德国 Sirah 公司的 Matisse 连续染料激光器,可以提供相应的冷 却激光和再泵浦激光。本章提出了一种 PDH 稳频方式和数字反馈式稳频方式相 结合的方案对染料激光器进行了长期的频率稳定,实验结果表明我们可以将染料 激光器的频率稳定度控制在±2MHz的范围内。

5.1 染料激光器稳频方案的设计

目前对染料激光器的频率稳定一般采用的方法是首先将激光锁定在一个超精细的 F-P 腔上(可以压窄激光的线宽),然后将 F-P 腔锁定在原子分子的饱和吸收线上(可以得到长期频率稳定的激光)[58,59]。这种方法利用了 F-P 腔为媒介将原子分子饱和吸收线的稳定度成功的转移到了染料激光器上,使得染料激光器不仅可以提供线宽很窄的激光,并且还具有很高的长期频率稳定度。而正在进行激光冷却的 MgF 分子无法获得稳定的饱和吸收光谱,本文采用的稳频方案首先是将染料激光器通过 PDH 的方法锁定在 F-P 腔上,然后利用扫描传递腔将 F-P 腔的腔长锁定到一台频率稳定的激光频率源上,这样使得染料激光器的频率能够得到长期的稳定,并且这种方案能够将激光锁定到任意的波长。这种新型的锁定染料激光频率的方案具体稳定度高,实现简单的特点。

5.1.1 实验装置以及方案设计

图 5.1 给出了本文实现染料激光器长期频率稳定的方案图, Matisse 公司的商

用染料激光器由泵浦源,环形腔和 PDH 参考腔组成。染料激光器输出的单模激 光是由多种光学选模器件实现的。环形腔的腔长为 1.7m,相对应的自由光谱程 为≈165MHz。作为粗糙的频率选择器件的双色滤光片自由光谱程达到≈100nm, 薄标准具的自由光谱程为≈250GHz,压电陶瓷标准具的自由光谱程为≈19GHz。 环形腔的很多模式都会落在压电陶瓷标准具的谱线宽度内,通过环形腔和均匀增 宽的介质之间的模式竞争来实现单模激光的输出。这台商用染料激光器在自由运 转状态下的频率稳定度为 600MHz/Hour,当将激光锁定在自带的 PDH 参考腔上 时,激光器的频率稳定度达到了 80MHz/Hour。但是这样的频率稳定度不能满足 分子激光冷却实验中对冷却光频率稳定度的要求,我们考虑到已锁定到 PDH 参 考腔上的染料激光的频率漂移的原因是外界温度的变化以及 PZT 的松弛老化, 所以我们利用了扫描传递腔的方法将 PDH 参考腔的腔长锁定到了一台频率稳定 的 HeNe 激光源上。



图 5.1 染料激光器长期频率稳定的方案图

染料激光器的泵浦源的功率为 6W 时,若激光器进行优化后输出的波长为 577nm 的激光的功率可以达到 1.2W,我们在实验中选择 577nm 的激光作为测试 激光。自由运转的染料激光器输出的激光线宽为 20MHz,频率稳定度为 600MHz/Hour。为了使得激光的频率得到初步稳定,我们将一部分激光入射到了

PDH 参考腔(如图 5.1 所示)中,PDH 参考腔所处环境为真空并且温度恒定, 温度精确度达到 0.1K。正如 4.1 节提到的 PDH 稳频技术,激光束通过一个光电 调制器后生成一级边带光,光电调制器的调制频率为 20MHz,而 PDH 参考腔的 线宽为 5.2MHz,所以当基频光和 PDH 参考腔共振时,两个边带光是离共振的。 反射光信号通过光电探测器探测得到,探测器探测到的信号和光电调制器的调制 信号经混频器混频后得到相应的误差信号。实验中使用移相器调节调制信号的位 相使得误差信号在激光和 PDH 参考腔发生共振时为零。最后误差信号经过滤波 放大后来反馈控制染料激光器中的环形腔中的压电陶瓷使得激光一直保持和 PDH 参考腔共振。锁定在 PDH 参考腔上的染料激光器可以输出线宽为 200kHz 的单模激光。这台商用的染料激光器可以通过自带的数字信号处理软件方便的锁 定在 PDH 参考腔上。但是由于 PDH 参考腔的腔长会受到外界温度以及振动的影 响,锁定在 PDH 参考腔上的染料激光的长期频率稳定度还是很差。

为了得到长期频率稳定的染料激光,我们采用了数字反馈式稳频技术将PDH 参考腔的腔长锁定到了频率稳定的激光频率参考源上。这里采用的参考频率源为 Thorlabs 公司的氦氖(HeNe)激光,这台 HeNe 激光器的频率稳定度可以达到 ±2MHz/8*Hours*。首先将染料激光器锁定在 PDH 参考腔上,然后利用扫描传递 腔将 HeNe 频率源的频率稳定度传递给 PDH 参考腔。频率稳定的 HeNe 源经过 一个光隔离器后通过耦合反射镜入射到扫描传递腔中,实验中采用的扫描传递腔 为 toptica 公司的 FPI100 的共焦腔,这个共焦腔的自由光谱程为 1.0GHz,精细度 为≈400。实验中加载到扫描传递腔上的扫描三角波电压的幅值为 10V,频率为 50Hz。同时染料激光器输出的一部分激光也通过耦合反射镜入射到扫描传递腔 中,扫描传递腔的后面放置着一个光电探测器来同时探测这两束激光的透射峰信 号。探测得到的电压信号通过数据采集卡读入到上位机中。实验中的 Toptica 公 司的共焦腔的后面集成着一个光电二极管,实验中我们使用了一个可变电阻将光 电流转化成电压信号输出。

5.1.2 染料激光长期频率稳定方案流程

图 5.2 给出了染料激光稳频方案的流程图,下文给出了具体的操作流程。首先在三角波的前半个周期进行激光的透射峰信号的探测和采集,我们编写的 Labview 程序根据采集到的透射峰信号来分别找出 HeNe 激光和染料激光的透射 峰的位置。图 5.1 中的内插图给出了探测得到的透射峰的图样。



图 5.2 染料激光长期频率稳定的流程图

虽然 HeNe 激光的频率是长期稳定的,但是由于外界温度的起伏以及压电陶 瓷管的松弛导致扫描传递腔的腔长的变化使得 HeNe 激光的透射峰的位置不是固 定不变的。为了避免由于 HeNe 激光的透射峰的位置的改变导致的激光失锁,我 们首先设计一个反馈回路将 HeNe 激光的透射峰锁定在某一固定的位置。PI 算法 通过将 HeNe 光的透射峰的位置和选定的锁定点的位置的差值作为误差信号获得 相应的反馈电压,反馈电压作为偏置电压施加在扫描传递腔上的 PZT 上。这样 便可以消除了外界环境的变化导致的 HeNe 激光的透射峰的位置的改变。然后我 们又编写了一个 PI 算法程序将染料激光的透射峰的位置锁定到了 HeNe 激光的 透射峰上。我们使用数据采集卡的一个模拟信号输出通道,以 5mV/s 的速率将 一个幅值为 0.35V 的偏置电压施加到 PDH 参考腔的压电陶瓷管上。选择如此低

的速率是为了在给 PDH 参考腔的压电陶瓷管施加偏置电压时不会使得染料激光器的 PDH 稳频失锁,使得染料激光和 PDH 参考腔一直保持共振。Labview 程序将会计算出染料激光的透射峰与 HeNe 激光的透射峰的相对位置(这里用 A 来表示)以及两个相邻的 HeNe 光透射峰的相对位置(这里用 B 来表示)。我们选定一个常数 C(0到1之间)作为我们的锁定点,PI 算法将 A/B-C 作为误差信号计算得出相应的反馈信号来控制 PDH 参考腔的腔长。Labview 程序可以根据计算得到的误差信号得出染料激光的漂移方向,进而进行适当的补偿使得染料激光的频率得到长期的稳定。

我们知道共焦腔的腔长每变化 λ/4 的长度时将会出现一个共振透射峰,从图 5.1 中的内插图我们可以得到此时对于 HeNe 激光,当出现图中的染料激光的透射峰时共焦腔的腔长为,

$$L = N_M \times \lambda_M / (4n_M) + A/B \times \lambda_M / (4n_M)$$
(5.1)

其中 N_M 为 HeNe 激光的共振模式数, λ_M 为 HeNe 激光的波长, n_M 为 HeNe 激 光在空气中的折射率。对于染料激光,当出现图中的染料激光的透射峰时共焦腔 的腔长为,

$$L = N_s \times \lambda_s / (4n_s) \tag{5.2}$$

其中 N_s为染料激光的共振模式数, λ_s为染料激光的波长, n_s为染料激光在空气中的折射率。通过公式 5.1 和 5.2 我们可以得到,

$$N_{M} \times \lambda_{M} / (4n_{M}) + A/B \times \lambda_{M} / (4n_{M}) = N_{S} \times \lambda_{S} / (4n_{S})$$
(5.3)

从公式 5.3 可以求得λ,的表达式,

$$\lambda_{s} = n_{s} / n_{M} \times \lambda_{M} \times (N_{M} + \alpha) / N_{s}$$
(5.4)

其中 $\alpha = A/B$,由公式 5.4 我们可以根据染料激光的透射峰与 HeNe 激光透射峰的相对位置得到染料激光的确切的波长。

5.2 染料激光器稳频的结果和讨论

通过上述的方案我们对染料激光器进行了长期的频率稳定,我们将扫描传递

腔的扫描三角波的频率设置为 50Hz, DAQ 数据采集卡的采集速率设置为 1MS/s, 这样我们在三角波的半个周期内可以采集到 10000 数据点。在三角波的另半个周 期内我们编写的 Labview 软件将会对这些数据进行分析,经过 PI 算法计算得到 反馈电压的大小分别反馈控制扫描传递腔和 PDH 参考腔使得染料激光的频率得 到长期的稳定。

5.2.1 反馈电压

图 5.3 给出了染料激光器在频率得到稳定后 110 分钟时间内扫描传递腔反馈 电压和 PDH 参考腔反馈电压随时间变化的趋势图。



图 5.3 当扫描频率为 50Hz 时, 110 分钟内扫描传递腔和 PDH 参考腔上的反馈电压随着时间 变化的图像

图中箭头指向左边的图线为扫描传递上的反馈电压随着时间变化的曲线,箭 头指向右边的图线为 PDH 参考腔上的反馈电压随着时间变化的曲线。从图 5.3 中我们可以得到扫描传递腔上的反馈电压随着时间上下起伏不断变化,从而抵消 了外界温度的起伏以及空气的流动产生的影响。我们可以发现在第 85 分钟时扫 描传递腔上的反馈电压变化趋势的方向发生了改变,这是因为外界的温度变化趋 势在第 85 分钟时也发生了改变。然而在这 110 分钟内 PDH 参考腔上的反馈电压 一直在朝着一个方向增大,但是这种增大的速率在变的越来越慢。这是因为虽然 开始我们在 PDH 参考腔上施加电压的速率是很小的,但是还是对 PDH 参考腔产 生了一定的干扰使得 PDH 参考腔在频率锁定初期的稳定度很差。随着时间的推移, PDH 参考腔的稳定度得到了提升, 如果稳频的时间可以测得更长, 那么 PDH 参考腔上的反馈电压将会上下震荡。

5.2.2 染料激光的稳频效果



图 5.4 (a)当染料激光的透射峰相对于 HeNe 激光的相对位置锁定后,染料激光的频率相对于 HeNe 激光的频率漂移; (b)当染料激光仅仅锁定在 PDH 参考腔上时染料激光的频率随着时 间的漂移

染料激光相对于 HeNe 激光的长期频率稳定度可以通过下面的公式得到,

$$(A/B-C) \times FSR \times \lambda_M / \lambda_S \tag{5.5}$$

其中 λ_M 为 HeNe 激光的波长, λ_s 为染料激光的波长,FSR 为扫描传递腔的自由 光谱程。图 5.4(a)给出了染料激光相对于 HeNe 激光的长期频率稳定度,从图中 我们可以得到染料激光相对于 HeNe 激光的长期频率稳定度达到了±2*MHz*,这样的长期频率稳定度和几百 KHz 的激光线宽完全可以满足 MgF 分子的激光冷却的实验要求。图 5.4(b)给出了当染料激光器仅仅锁定在 PDH 参考腔上时,染料激光的频率随着时间的漂移。从图中可以看出此时染料激光的频率在 100 分钟内漂移了几百兆 MHz,这也证明了我们的稳频方案是很有成效的。

Parameters of dye laser	Free-running	With PDH locking	With PDH locking and transfer cavity
Frequency deviation for a long-term period	> 600 MHz/hour	\sim 80 MHz/hour	< ± 2 MHz/hour
Linewidth of dye laser	20 MHz	\sim 0.20 MHz	\sim 0.20 MHz

表 1. 自由运转, PDH 锁定以及 PDH 和扫描传递腔同时锁定时染料激光的频率稳定度以及激光线宽。

表1给出了当染料激光器自由运转,经过 PDH 锁定以及 PDH 和扫描传递腔 同时锁定时染料激光的长期频率稳定度以及激光线宽。从表中可以看出 PDH 参 考腔将染料激光的线宽压窄到了 0.2MHz,从而得到了很高的短期频率稳定度, 扫描传递腔稳频方案在此基础上将染料激光的长期频率稳定度提高到了 ±2MHz。

第六章 总结与展望

本论文工作总结

- 本文提出了双色力激光减速双原子分子的新方案,该方案解决了分子激光减速中纵向多普勒频移补偿的难题,研究发现 MgF 分子经过双色力减速器可以 得到速度低至 6.5m/s 的分子束;
- 提出并实现了一种新型的长期频率稳定的方案,该方案结合了 PDH 稳频技术 和数字式稳频技术实现了激光器的长期频率稳定,最终利用这种技术将染料 激光器的长期频率稳定度控制在了±2MHz。

下一阶段的工作展望

由于硕士时间有限,本文工作还有很多不到之处:

- 本文提出了新型的双色力减速双原子分子的方案,但是由于实验条件有限, 未能对本方案进行实验验证,还可以进一步进行准直以及偏转的实验论证;
- 虽然我们在本文实现了 MgF 分子的双色力的减速,但是还未对双色力减速器 的冷却特性做充分的研究;
- 采用这种稳频方案可以推广到多台激光器的同时稳频和钛宝石激光器稳频工 作中。

参考文献

[1] Doyle J, Friedrich B, Krems R V, et al. Editorial: Quo vadis, cold molecules?[J]. The European Physical Journal D-Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics, 2004, 31(2): 149-164.

[2] Carr L D, DeMille D, Krems R V, et al. Cold and ultracold molecules: science, technology and applications[J]. New Journal of Physics, 2009, 11(5): 055049.

[3] Krems R, Friedrich B, Stwalley W C. Cold molecules: theory, experiment, applications[M]. CRC press, 2009.

[4] Hutzler N R, Lu H I, Doyle J M. The buffer gas beam: An intense, cold, and slow source for atoms and molecules[J]. Chemical Reviews, 2012, 112(9): 4803-4827.

[5] Ni K K, Ospelkaus S, De Miranda M H G, et al. A high phase-space-density gas of polar molecules[J]. Science, 2008, 322(5899): 231-235.

[6] Weinstein J D, Amar K, Boca A, et al. Spectroscopy of buffer-gas cooled vanadium monoxide in a magnetic trapping field[J]. The Journal of chemical physics, 1998, 109(7): 2656-2661.

[7] Egorov D, Lahaye T, Schölkopf W, et al. Buffer-gas cooling of atomic and molecular beams[J]. Physical Review A, 2002, 66(4): 043401.

[8] Di Rosa M D. Laser-cooling molecules[J]. The European Physical Journal D-Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics, 2004, 31(2): 395-402.

[9] Stuhl B K, Sawyer B C, Wang D, et al. Magneto-optical trap for polar molecules[J]. Physical Review Letters, 2008, 101(24): 243002.

[10] Shuman E S, Barry J F, Glenn D R, et al. Radiative force from optical cycling on a diatomic molecule[J]. Physical Review Letters, 2009, 103(22): 223001.

[11] Shuman E S, Barry J F, DeMille D. Laser cooling of a diatomic molecule[J]. Nature, 2010, 467(7317): 820-823.

[12] Barry J F, Shuman E S, Norrgard E B, et al. Laser radiation pressure slowing of a

molecular beam[J]. Physical Review Letters, 2012, 108(10): 103002.

[13] Zhelyazkova V, Cournol A, Wall T E, et al. Laser cooling and slowing of CaF molecules[J]. Physical Review A, 2014, 89(5): 053416.

[14] Hummon M T, Yeo M, Stuhl B K, et al. 2D magneto-optical trapping of diatomic molecules[J]. Physical Review Letters, 2013, 110(14): 143001.

[15] Barry J F, McCarron D J, Norrgard E B, et al. Magneto-optical trapping of a diatomic molecule[J]. Nature, 2014, 512(7514): 286-289.

[16] Chieda M A, Eyler E E. Prospects for rapid deceleration of small molecules by optical bichromatic forces[J]. Physical Review A, 2011, 84(6): 063401.

[17] DeMille D, Barry J F, Edwards E R, et al. On the transverse confinement of radiatively slowed molecular beams[J]. Molecular Physics, 2013, 111(12-13): 1805-1813.

[18] Shuman E S, Barry J F, DeMille D. Laser cooling of a diatomic molecule[J]. Nature, 2010, 467(7317): 820-823.

[19] Barry J F, Shuman E S, Norrgard E B, et al. Laser radiation pressure slowing of a molecular beam[J]. Physical Review Letters, 2012, 108(10): 103002.

[20] Jones D J, Diddams S A, Ranka J K, et al. Carrier-envelope phase control of femtosecond mode-locked lasers and direct optical frequency synthesis[J]. Science, 2000, 288(5466): 635-639.

[21] Washburn B R, Diddams S A, Newbury N R, et al. Phase-locked, erbium-fiber-laser-based frequency comb in the near infrared[J]. Optics letters, 2004, 29(3): 250-252.

[22] Wineland D J, Drullinger R E, Walls F L. Radiation-pressure cooling of bound resonant absorbers[J]. Physical Review Letters, 1978, 40(25): 1639.

[23] Wineland D J, Itano W M. Laser cooling of atoms[J]. Physical Review A, 1979, 20(4): 1521.

[24] Hänsch T W, Schawlow A L. Cooling of gases by laser radiation[J]. Optics Communications, 1975, 13(1): 68-69.

[25] Wurnik F M. Phase integral solutions for graded-index fibers[J]. Journal of the Optical Society of America A, 1985, 2(10): 1705-1710.

[26] Chu S, Wieman C. Laser Cooling and Trapping of Atoms: Introduction[J]. Journal of the Optical Society of America B, 1989, 6(11): 2020-2022.

[27] Phillips W D, Metcalf H. Laser deceleration of an atomic beam[J]. Physical Review Letters, 1982, 48(9): 596.

[28] Prodan J V, Phillips W D, Metcalf H. Laser production of a very slow monoenergetic atomic beam[J]. Physical Review Letters, 1982, 49(16): 1149.

[29] Raab E L, Prentiss M, Cable A, et al. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure[J]. Physical Review Letters, 1987, 59(23): 2631.

[30] Metcalf H J, Van der Straten P. Laser cooling and trapping[M]. Springer Science & Business Media, 1999.

[31] Adams C S, Riis E. Laser cooling and trapping of neutral atoms[J]. Progress in quantum electronics, 1997, 21(1): 1-79.

[32] Suter D. The physics of laser-atom interactions[M]. Cambridge University Press, 1997.

[33] A. P. Kazantsev and I. V. Krasnov. Rectification of the gradient force of resonant radiation pressure[J]. Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz, 1987, 46(7): 264-267.

[34] Grimm R, Ovchinnikov Y B, Sidorov A I, et al. Observation of a strong rectified dipole force in a bichromatic standing light wave[J]. Physical Review Letters, 1990, 65(12): 1415.

[35] Söding J, Grimm R, Ovchinnikov Y B, et al. Short-distance atomic beam deceleration with a stimulated light force[J]. Physical Review Letters, 1997, 78(8): 1420.

[36] Voitsekhovich V S, Danileiko M V, Negrijko A M, et al. Observation of a stimulated radiation pressure of amplitude-modulated light on atoms[J]. JETP Letters, 1989, 49: 161-164.

[37] Williams M R, Chi F, Cashen M T, et al. Measurement of the bichromatic optical force on Rb atoms[J]. Physical Review A, 1999, 60(3): R1763.

[38] Williams M R, Chi F, Cashen M T, et al. Bichromatic force measurements using atomic beam deflections[J]. Physical Review A, 2000, 61(2): 023408.

[39] Cashen M T, Metcalf H. Bichromatic force on helium[J]. Physical Review A, 2001, 63(2): 025406.

[40] Cashen M, Metcalf H. Optical forces on atoms in nonmonochromatic light[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2003, 20(5): 915-924.

[41] Dalibard J, Cohen-Tannoudji C. Dressed-atom approach to atomic motion in laser light: the dipole force revisited[J]. Journal of the Optical Society of America B, 1985, 2(11): 1707-1720.

[42] Kyröla E, Stenholm S. Velocity tuned resonances as multi-Doppleron processes[J]. Optics Communications, 1977, 22(2): 123-126.

[43] Grimm R, Ovchinnikov Y B, Sidorov A I, et al. Observation of a strong rectified dipole force in a bichromatic standing light wave[J]. Physical Review Letters, 1990, 65(12): 1415.

[44] Aspect A, Bonifacio R. Coherent and Collective Interactions of Particles and Radiation Beams[M]. IOS Press, 1997.

[45] Grimm R, Ovchinnikov Y B, Söding J. Coherent beam splitter for atoms based on a bichromatic standing light wave[J]. Optics Letters, 1994, 19(9): 658-660.

[46] Yatsenko L, Metcalf H. Dressed-atom description of the bichromatic force[J].Physical Review A, 2004, 70(6): 063402.

[47] Cohen-Tannoudji C, Dupont-Roc J, Grynberg G, et al. Atom-photon interactions:

basic processes and applications[M]. New York: Wiley, 1992.

[48] Rubbmark J R, Kash M M, Littman M G, et al. Dynamical effects at avoided level crossings: A study of the Landau-Zener effect using Rydberg atoms[J]. Physical Review A, 1981, 23(6): 3107.

[49] V. S. Voitsekhovich, M. V. Danileiko, A. M. Negriiko, V. I. Romanenko, and L. P. Yatsenko. Light Pressure on Atoms in Counterpropagating Amplitude-Modulated Waves[J]. Soviet Physics Technical Physics, 1988, 33: 690.

[50] Feynman R P, Vernon Jr F L, Hellwarth R W. Geometrical representation of the Schrödinger equation for solving maser problems[J]. Journal of Applied Physics, 1957, 28(1): 49-52.

[51] E. Kyrola and S. Stenholm. Velocity Tuned Resonances as Multi-Doppleron Processes[J]. Optical Communication, 1977, 22: 123.

[52] Lu H I, Kozyryev I, Hemmerling B, et al. Magnetic trapping of molecules via optical loading and magnetic slowing[J]. Physical Review Letters, 2014, 112(11): 113006.

[53] Bulleid N E, Skoff S M, Hendricks R J, et al. Characterization of a cryogenic beam source for atoms and molecules[J]. Physical Chemistry Chemical Physics, 2013, 15(29): 12299-12307.

[54] Barry J F, Shuman E S, DeMille D. A bright, slow cryogenic molecular beam source for free radicals[J]. Physical Chemistry Chemical Physics, 2011, 13(42): 18936-18947.

[55] Hutzler N R, Lu H I, Doyle J M. The buffer gas beam: An intense, cold, and slow source for atoms and molecules[J]. Chemical Reviews, 2012, 112(9): 4803-4827.

[56] Barry J F, McCarron D J, Norrgard E B, et al. Magneto-optical trapping of a diatomic molecule[J]. Nature, 2014, 512(7514): 286-289.

[57] Black E D. An introduction to Pound–Drever–Hall laser frequency

stabilization[J]. American Journal of Physics, 2001, 69(1): 79-87.

[58] Oates C W, Vogel K R, Hall J L. High Precision Linewidth Measurement of Laser-Cooled Atoms: Resolution of the Na $3p^2P_{3/2}$ Lifetime Discrepancy[J]. Physical Review Letters, 1996, 76(16): 2866.

[59] Wippel V, Binder C, Huber W, et al. Photoionization cross-sections of the first excited states of sodium and lithium in a magneto-optical trap[J]. The European Physical Journal D-Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics, 2001, 17(3): 285-291.

科研成果以及所获荣誉

学术论文

- Dapeng Dai, Yong Xia, Yinfei Fang, Liang Xu, Yanning Yin, Xingjia Li, Xiuxiu Yang and Jianping Yin, Efficient stimulated slowing and cooling of the magnesium fluoride molecular beam, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 48 085302 (2015).
- 2. **Dapeng Dai**, Yong Xia, Yanning Yin, Xiuxiu Yang, Yinfei Fang, Xingjia Li, Jianping Yin, A linewidth-narrowed and frequency-stabilized dye laser for application in laser cooling of molecules, Opt Express, 22(23), 28645 (2014).
- 郑公爵,戴大鹏,方银飞,李兴佳,尹燕宁,杜向丽,夏 勇,印建平,具有 两级放大的平衡零拍光电探测器,《激光与光电子学进展》,51(4),040401 (2014).
- 郑公爵, 戴大鹏, 方银飞, 李兴佳, 杜向丽, 尹燕宁, 张 慧, 杨秀秀, 夏 勇, 印建平, 基于 PDH 技术的光学传递腔的锁定, 《激光与光电子学进展》, 51(12), 121401 (2014).
- 方银飞,许亮,戴大鹏,李兴佳,杜向丽,尹燕宁,张慧,夏勇,印建平, 氟化镁分子电子基态和激发态振转光谱的计算,《光学学报》 35(1),0102002(2015).

学术会议

- Yong Xia, Dapeng Dai, Xingjia Li, Yanning Yin, Jianping Yin, Progress towards the laser cooling of the magnesium fluoride molecular beam, Bulletin of the American Physical Society,46th Annual Meeting of the APS Division of Atomic, Molecular and Optical Physics, Volume 60, Number 7, Columbus, Ohio, June 11, 2015.
- Dapeng Dai, Yinfei Fang, Xingjia Li, Yong Xia, Jianpin Yin, Bi-chromatic slowing and cooling of molecular beam, The 6th internaltional symposium on cold atom physics (ISCAP-VI), Taiyuan, Shanxi, June 14 - 17, 2014.
- 发明专利
- 戴大鹏、夏勇、方银飞、尹燕宁、杨秀秀、李兴佳、杜向丽、张慧、徐素鹏、 印建平。一种窄线宽长时频率稳定的染料激光器及其稳频方法。专利申请号: 201410619134.1

所获荣誉

- 1. 2014年 华东师范大学优秀研究生干部
- 2. 2015 年 华东师范大学智慧奖学金
- 3. 2015年 上海市普通高等学校优秀毕业生

致谢

时光荏苒,转眼间三年的研究生生活即将接近尾声。回顾这三年的学习和生活,我收获很多,无论是老师的指导、朋友和同学的帮助还是父母的关怀,这些 点点滴滴的感动将是我这一生最宝贵的记忆。在此,我要对三年来来帮助、关心、 指导过我的老师和同学致以最诚挚的感谢!

首先我要感谢我的导师夏勇老师。无论是学习还是生活,夏老师都给予了我 莫大的关怀和帮助。在学业上,夏老师渊博的知识、严谨的治学态度将影响我的 一生。在他的悉心指导下,我顺利完成了本论文。从毕业设计课题的选择,到课 题内容的指导和研究,再到论文的修改,夏老师给了我莫大的帮助,也让我形成 了良好的科研习惯。在生活中,他为人谦和的品质和朴实的生活作风,教会我做 人的原则。

此外,我还要感谢科研小组负责人印建平老师,他治学严谨,深厚的科研功 底给我留下了很深的印象,也为我人生的道路树立了良好的榜样。同时我还要真 诚的感谢小组的其他老师,汪海玲老师,尹亚玲老师,邓联忠老师,他们丰富了 我的专业知识,也给我的课题研究提出了众多宝贵的意见。

感谢分子激光冷却小组的成员,李兴佳,郑公爵,方银飞,尹燕宁,张慧,杨秀秀,徐素鹏,夏梦。在实验室和他们的合作使我动手实践的能力得到了锻炼,同时也使我学会了如何与他人合作。

同时,我要感谢本小组的各位同学,王振霞,顾振兴,李胜强,王琴,邓敏, 冒飞,暴大小,程旭,杜向丽,孙慧,白娇,任瑞敏,魏斌,杨振海等。正是他 们在平时的学习和生活中给了我很多的帮助,使得我有信心一直走下去,谢谢你 们。

感谢毕志毅老师,贾天卿老师,张诗按老师,刘金明老师,王加祥老师,邓 莉老师,梅晔老师,何晓老师等。正是他们无私的传道授业才使得我能够走进光 学这个殿堂,在这里表示对他们崇高的敬意。感谢武海斌老师给予热情的讨论和 帮助,给课题提出了很多宝贵的经验。还要感谢实验室的黄岚兰老师,王玲老师, 蔡炜颖老师,郑丽娟老师以及李本泰老师。他们给了我很多生活以及学习上的帮助,给我提供了一个很好的学习科研的环境。

当然我还要真诚的感谢那些三年陪伴我在球场挥洒汗水的小伙伴们,汤瑞凯, 方银飞,钟标,白正阳,许亮,候顺永,徐素鹏等。他们不仅陪伴我度过了三年 快乐的时光,而且还教会了我很多的人生道理,收获了宝贵的友情。

最后,我要感谢我的父母。感谢他们多年来的养育之恩,是他们对我的无私 的爱不断地激励着我前进,他们是我人生成长的动力和基础。