

续被实验所证实。提出标准模型的理论物理学家和发现规范粒子  $W^\pm$  和  $Z^0$  的实验物理学家都分别获得了诺贝尔物理奖。目前除黑格斯粒子尚未发现外，还没有一个判决性的实验证实标准模型需要修改。

## 5 量子色动力学

非阿贝尔规范场已成为现代强相互作用理论的基础。根据这一理论，强子由夸克构成，夸克间的强相互作用由  $SU(3)$  规范作用来实现。这  $SU(3)$  量子数被形象地称为“颜色”，描写强作用的  $SU(3)$  非阿贝尔规范场理论被称为量子色动力学。夸克有红黄蓝三种颜色，传递强作用的规范粒子，称为胶子，也带有颜色。颜色  $SU(3)$  对称性是一种严格的对称性，因而胶子的静止质量必须为零。虽然至今尚未直接观测到夸克和胶子，但实验上已观测到夸克和胶子存在的许多旁证。

按重整化群理论，规范作用的耦合常数随能量变化。 $SU(3)$  规范作用的耦合常数随能量升高而减少，并趋于零，这称为渐近自由现

象。实验上已观测到这现象。反之，耦合常数随能量下降或作用距离变远而增大，这称为颜色禁闭现象，也就是说，目前实验的能量标度还不足以把带颜色的粒子分开，因此还无法直接观测到单独的夸克和胶子。此外，由于强相互作用不能用微扰方法计算，量子色动力学的许多预言还带有某些不确定性。尽管如此，实验已经检验了一些预言。更重要的是，目前还没有发现实验和量子色动力学有尖锐矛盾之处。

## 6 结论

微观世界的基本相互作用有四种：电磁作用、弱作用、强作用和引力作用。按照目前比较公认的看法，前三种理论已纳入规范场理论的轨道，不少人正努力用规范场理论来解释引力作用。由此可见，杨-米尔斯规范场理论的提出已引起了人类对微观世界基本相互作用认识上的一场革命，成为现代基本相互作用理论的基础。同时，杨-米尔斯规范场理论也已开辟了数学上一个崭新的研究领域。

# 激光冷却与囚禁的原子喷泉<sup>1)</sup>

甘建华 王义道

(北京大学无线电电子学系, 北京 100871)

**摘要** 本文介绍了激光冷却与囚禁的原子喷泉的主要环节，首先介绍了与原子喷泉有密切关系的  
光学粘团和原子阱的原理和结构，然后介绍了原子喷泉的实验装置、实验步骤和实验结果。

**关键词** 原子喷泉, 激光冷却与囚禁, 光学粘团, 原子阱

**Abstract** The main features of atomic fountains based on laser cooling and trapping are presented. The principles and experimental set-ups of optical molasses and atomic traps which are closely related to atomic fountains are given first, followed by a description of the set-up and results of atomic fountain experiments.

**Key words** atomic fountain, laser cooling and trapping, optical molasses, atomic trap

科学发展与技术进步取决于测量准确度与精密度的提高，后者在很大程度上取决于计量标准的准确与稳定。当代最精密和准确的计量

是频率及其倒数——时间的计量，目前其准确

1) 1994年9月2日收到初稿，1995年1月19日收到修改稿。

度已进入  $10^{-14}$  数量级, 而测量精密度更可达  $10^{-16}$  数量级. 所以现在出现了一种倾向: 通过一定的物理变换关系把其他物理量单位转换为频率或时间来进行测量, 从而提高其测量精密度或准确度. 因此提高频率基准的准确度是当代计量学的重要方向, 也是物理学基础研究的重要课题.

当代频率测量以铯原子束频率标准为基准. 它利用  $^{133}\text{Cs}$  原子基态两个超精细结构能级间的能量差对应的频率作为测量的比较标准, 在无任何外界干扰情况下, 将该频率值定义为:  $9192631770\text{Hz}$ , 并由此导出秒的定义. 问题在于技术上如何把原子能级间的天然频率值取出来用于测量, 即自然基准的物理复现. 办法是用光谱(或射频波谱)方法把能级间的跃迁频率准确记录下来, 再用电子学方法把一台人工电磁波发生器的频率自动精密地控制在跃迁谱线的峰值频率上, 这样的电磁波就复现了原子能级的天然频率, 并可实际用于测量. 但是在获取光谱线过程中原子必然会受到外部干扰, 从而使跃迁频率偏离自然值, 或产生许多不确定性. 因此, 尽可能无干扰地复现自然基准值是建立频率基准的首要任务.

现有方法是利用原子束以消除原子间碰撞造成的干扰, 用强磁场或光抽运来制备或选择符合需要的原子能态. 原子通过谐振腔时与人工电磁波发生相互作用产生跃迁, 跃迁的多少与频率有关, 跃迁谱线被记录下来, 其峰值  $\nu_0$  代表能级间距的精确值. 由于原子通过腔的时间有限, 谱线宽度  $\Delta\nu$  较大(由量子力学测不准原理所决定), 峰值的不确定性也较大. Ramsey 发明了两次作用方法<sup>[1]</sup>, 有效地延长了相互作用时间, 使线宽可压缩到  $10\text{--}100\text{Hz}$  量级(相对宽度  $Q^{-1} = \Delta\nu/\nu_0 \approx 10^{-8}\text{--}10^{-9}$ ), 他因此被授予 1989 年度诺贝尔物理学奖. 这种方法要求两次相互作用区内电磁波的相位严格相同, 微小的相移会造成峰值的移动(腔相移), 而移动的大小还与原子的速度成反比. 这个因素是目前频率基准的频率不确定性的最主要来源.

为了克服现有频率基准的缺点, 一种新方

案是利用离子贮存的方法, 用电磁场把离子长期囚禁在一个小区域中, 并用激光冷却等办法使离子近似静止, 这样既可无限延长与电磁场相互作用的时间, 又可减小相互作用时多普勒效应引起的频率偏移. 一个天然的缺点是离子带电荷, 在电磁场中会受到干扰产生能级移动, 更重要的还是因此使离子密度很低, 跃迁信号很弱, 难以实用. 另一种新方案是利用光对原子的力学效应使原子减速到近乎静止, 得以长期与电磁场相互作用. 但是在重力场中静止原子不可能悬浮空中而会自由下落, 因此一个好办法是把原子往上抛, 在上升和自由下落过程中两次通过谐振腔形成两次相干作用, 得到极窄的线宽, 这就是原子喷泉. 在原子喷泉的实验装置允许的时间内, 上下两次通过的时间间隔约为  $1\text{s}$ , 则线宽仅为  $1\text{Hz}$ , 相对线宽可达  $Q^{-1} = 10^{-10}$  量级. 由于两次作用区相同, 不发生腔相移, 而中性原子不带电荷, 原子密度可以很大. 因此这种原子喷泉方法具有极其吸引人的前景, 是下一代频率基准的极好候选者, 其准确度可望比现有频标高两个数量级, 即可达  $10^{-16}$ . 如果选用更高频率的原子能级, 还可进一步改善.

最早的原子喷泉设想是 Zacharias 在 1954 年提出来的<sup>[2]</sup>. 他设想用自然速度分布的上喷的原子束中低速端(约  $6\text{m/s}$ ) 原子来实现原子喷泉, 实验未获成功. 因为在通常条件下这类原子太少, 但这个方法仍吸引着人们的兴趣<sup>[3]</sup>. 自从激光减速和冷却方法被广泛研究以来, 在减速原子基础上的喷泉方案被重新提了出来<sup>[4,5]</sup>. 1989 年美国斯坦福大学小组首先实现了激光冷却的钠原子喷泉, 得到了  $2\text{Hz}$  线宽的 Ramsey 信号<sup>[6]</sup>. 1991 年巴黎小组改进了原子上抛方案, 实现了铯原子喷泉, 得到了  $2\text{Hz}$  线宽的信噪比很大的 Ramsey 信号<sup>[7]</sup>. 此后, 激光冷却的原子喷泉成为很有希望且预期可实现的频率基准方案<sup>[8]</sup>.

新的原子喷泉方案首先用激光冷却方法把原子气团冷却到极低温度 ( $\mu\text{K}$  量级), 相应于极低的速度, 同时用光抽运到频率标准所需能

态,然后撤消冷却激光,并给低温原子气团以适当的初速,自由上抛,到达顶点后在重力场作用下自由下落。上升和下落的原子气团两次穿过贮有给定电磁波的谐振腔,原子与辐射场相互作用而激发能级跃迁,跃迁强度由对跃迁后能级敏感的光检测装置探测。本文将具体介绍实现原子喷泉的主要环节。

## 1 光学粘团与原子阱<sup>1)</sup>

实现原子喷泉首先要制备冷却到极低温度的原子气团。早期方法是用对射激光束把原子束从每秒几百米减速到小于 3 m/s,然后用六束正交的激光束把原子囚禁在六束激光的交汇区内<sup>[10]</sup>。原子在这一区域中不断与光子交换动量与能量,进行无规的扩散运动,如同小球在粘滞液体中运动。原子的这种状态称为光学粘团。在激光交汇区中存在光的偏振梯度时,若原子基态有多个子能级,光抽运的结果使得在不同空间位置处原子在各基态子能级上的分布不同,又由于存在光的偏振梯度,不同空间位置处原子基态子能级的光频移也不同。如果条件适当,那么当原子在空间运动时,原子能级的能量从低变高,这个过程象在爬坡,原子的部分动能转化为势能,然后,在光抽运作用下原子又回到能量低的能级,接着进行下一次爬坡,如此反复,使原子的动能进一步降低,这种偏振梯度致冷机制可以使原子冷却到远低于辐射压力引起的多普勒致冷极限(对  $^{23}\text{Na}$  为  $240\mu\text{K}$ ,对  $^{133}\text{Cs}$  为  $125\mu\text{K}$ ) 的温度,曾经测得有效温度低达  $2.5\mu\text{K}$  的光学粘团<sup>[10]</sup>。

用原子束激光减速注入形成低温光学粘团的方法要求有较大的装置,因为从每秒几百米的原子束降低到接近于零速需要一个过程,这过程中原子束行程将达 1m。比较简便的方法是在气室中直接把原子气体冷却成光学粘团。这有一定的困难,因为要把速度差别极大(因而多普勒频移相差较大)的原子同时冷却不易做到。美国科罗拉多大学 Wieman 小组<sup>[11]</sup> 成功地直接在低蒸汽压的玻璃气室中实现了原子的

激光冷却与囚禁。其办法是首先用阱深较大的塞曼频移自发辐射力光学阱(ZOT,也称磁光阱 MOT)把气体中低速端的原子捕陷于原子阱中,使低速原子密度增加,然后迅速撤去磁场,即消去 ZOT 阱,囚禁的原子在六束光作用下进一步冷却成低于多普勒极限的超低温光学粘团<sup>[11]</sup>。然后再用阱深很浅的四极静磁阱,把带有特殊磁矩的某些能态的极低速原子捕陷于小体积中,其最低温度可达  $1.1\mu\text{K}$ ,囚禁的原子数为  $1.8 \times 10^7$  个,囚禁区域为  $1\text{mm}^3$ 。

磁光阱(MOT)或塞曼频移自发辐射力光学阱(ZOT)是阱深最深的一种原子阱,因而能捕陷能量较高的原子,从而囚禁较多的原子。这种阱的原理结构如图 1 所示<sup>[12]</sup>。一对载有相反方向电流的线圈产生弱的四极磁场,使原子感受到磁场梯度,在不同位置处有不同的塞曼频移。磁场在坐标轴方向上的指向如图中所示,在原点上磁场为零。三对沿着  $x, y, z$  方向相向传播的  $\sigma^+, \sigma^-$  激光束交汇于坐标原点处,每束光相对于坐标轴正向的偏振方向如图所示,这样就构成了磁光阱。

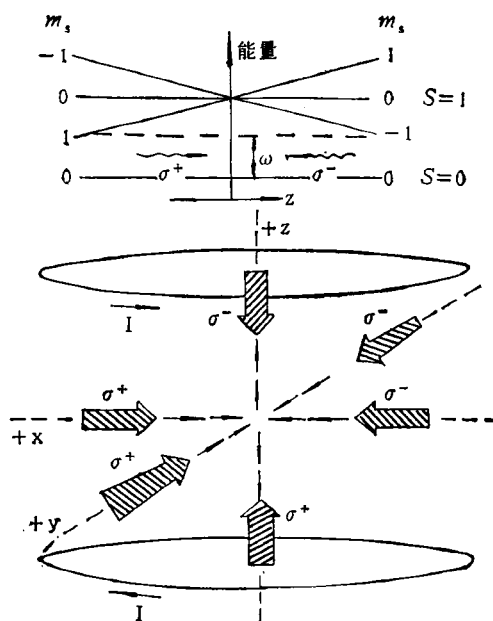


图 1 磁光阱装置原理图<sup>[12]</sup>

1) 读者在阅读本节前请参阅文献[9],以了解激光冷却与囚禁的基本原理

磁光阱的基本原理可从一维情形得到阐明。考虑一个假想的原子,基态自旋  $S = 0$ , 激发态自旋  $S = 1$ 。在弱的不均匀磁场  $B_z(z) = bz$  作用下,激发态塞曼子能级的分裂为  $\Delta E = \mu_B b m_z$ , 能级图如图 1 所示。两束偏振方向相反的  $\sigma^+$ ,  $\sigma^-$  光从相反方向照射原子 ( $\sigma^+$  光沿  $+z$  方向,  $\sigma^-$  光沿  $-z$  方向)。当激光频率负失谐即低于无磁场时原子的共振频率时,因为在  $z > 0$  处激光频率更加接近  $m_i = 0 \rightarrow m_i = -1$  的跃迁频率,所以原子将更多地吸收  $\sigma^-$  光子,发生动量交换,产生指向原点的力;同理,在  $z < 0$  处原子将更多地吸收  $\sigma^+$  光子,也产生指向原点的力,于是原子在各地都将受到一个指向原点的净的力。这个力起回复力的作用,造成一个势阱。由于这个势阱较深,可以捕获比光学粘团更多的原子,又由于激光频率是负失谐的,同时有激光偏振梯度的存在,产生的阻尼力可以使原子减速直至低于多普勒极限。 $x, y$  方向情况类似,推广至三维情形,得到三维磁光阱。原子在磁光阱中既受回复力作用,又受阻尼力作用。在没有磁场梯度存在时即成为光学粘团,此时只存在阻尼力,并没有形成一个稳定的势阱。但是在磁光阱中,由于有磁场梯度存在,虽然可以捕获较多的原子,但仍不能达到很低的温度。为了进一步冷却原子,往往是撤掉磁场梯度,并减小光强,加大激光频率的失谐量,在光学粘团中使原子进一步降低温度。磁光阱可以稳定存在,光学粘团却不能,只能以脉冲方式工作。在实验中,往往是把光学粘团和磁光阱结合起来,先用磁光阱捕获比较多的原子,然后在光学粘团中进一步降温,以充分利用两者的优点。用这种方法首先实现了  $^{23}\text{Na}$  的磁光阱,把减速到  $2\text{m/s}$  的钠原子束注入光学粘团区域,进而把它们捕获。实验中发现磁光阱对于对射光束的平衡性、圆偏振的纯度以及激光频率的要求并不很严格。在峰值磁场低至  $0.5\text{mT}$ , 激光光强从  $30\text{mW/cm}^2$  到  $0.4\text{mW/cm}^2$  的范围内,磁光阱都可以工作。在直径约  $320\mu\text{m}$  的球形区域中捕获了  $10^7$  个原子,密度达  $10^{11}/\text{cm}^3$  有效温度为  $600\mu\text{K}$ , 捕获时间约

为  $2\text{min}$ , 阱深约为  $0.4\text{K}$ 。

由于在捕获前要把原子束减速,因而上述系统较为复杂。Wieman 小组实现的气室中的原子磁光阱大大简化了系统<sup>[11]</sup>。在稀薄气体环境下,磁光阱中包含的原子数目由进入阱中的捕获速率和从阱中逸出的速率之间的平衡来决定。如果能够捕获的速度最快的原子的速度为  $v_c$ , 那么每秒钟进入阱中且速度足够低而能被捕获的原子数目可以计算出来。计算表明,直接从处于室温的气室中捕获热平衡速度分布低速端原子形成磁光阱是可行的。实际的装置是简单的,如图 2 所示。一个长  $12\text{cm}$ , 两端带有光学窗口的圆柱形管,在其上部交叉地安装四个光学窗口,下半部分的两个小管分别接离子泵和带控温装置的铯源。在上半部分绕有两个线圈,它们之中的电流方向相反,加上三对对射的  $\sigma^+$ ,  $\sigma^-$  光,上半部分即构成一个磁光阱;下半部分有一个大的载流线圈和四根垂直放置的载流棒(未画出)形成一个静磁阱。在这个实验中,磁光阱中捕获了  $1.8 \times 10^7$  个铯原子,然后撤掉磁场梯度,降低激光光强,加大失谐量,把捕获的原子在光学粘团中进一步冷却,然后把原子装入到下半部分的静磁阱中,获得了有效温度低至  $1.1 \pm 0.2\mu\text{K}$  的原子样品。

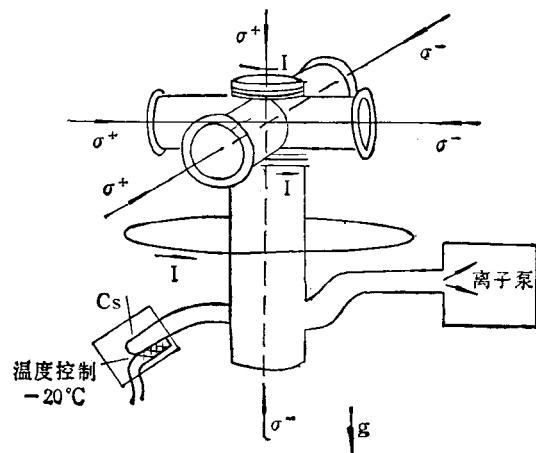


图 2 用于磁光阱和静磁阱的气室<sup>[11]</sup>

由于气室中的磁光阱结构简单,许多实验都采用这种结构来制备冷原子样品,并对它的

性质进行了较详细深入的研究<sup>[3-15]</sup>。以往的磁光阱中的原子数密度都没有超过  $10^{11}/\text{cm}^3$ 。这是由于基态原子和激发态原子之间的碰撞和原子对于被散射光子的重新吸收引起的排斥力而导致的限制，因而磁光阱中原子的增加只导致原子气体体积的增大而并不引起密度的增大。MIT 小组通过把原子主要限制在基态超精细能级的“暗态”上，得到了具有更高的原子数密度的磁光阱<sup>[16]</sup>。到达“暗态”的原子不再与捕获光相互作用，于是由于再吸收散射光子引起的排斥力减小，与激发态原子碰撞引起的原子损失也减少，因而可以在磁光阱中得到更高的原子数密度，在这种阱中囚禁了  $10^{10}$  个钠原子，密度达到  $10^{12}/\text{cm}^3$ 。利用光学粘团和磁光阱制备的冷原子气团密度高而且温度低，很适合于用来上抛形成原子喷泉，以开辟更为广泛的用途。

## 2 原子喷泉

1989 年，Wieman 小组观察到了激光冷却的铯原子的两个基态超精细结构能级间的跃迁信号，得到了 44Hz 的线宽<sup>[17]</sup>。为了进一步延长作用时间，从而得到更窄的线宽，可采用原子喷泉的结构，使原子两次与微波共振场作用，得到线宽很窄的 Ramsey 信号。1989 年美国斯坦福大学小组在他们所制作的钠原子磁光

阱<sup>[12]</sup>的基础上实现了钠原子喷泉<sup>[6]</sup>。实验装置如图 3 所示，在磁光阱的上方放置一个微波波导，在波导下方放置光电离检测装置，整个装置放置在压强为  $6.5 \times 10^{-8} \text{Pa}$  的真空系统内。

在钠原子喷泉实验中，连续染料激光器的频率调谐在对于  $\text{Na } 3S_{1/2}, F=2 \rightarrow 3P_{3/2}, F=3$  跃迁负失谐 20MHz 的频率上作为冷却光(即光学粘团光)，同时由电光调制器产生的边带也被调谐在对于  $\text{Na } 3S_{1/2}, F=1 \rightarrow 3P_{3/2}, F=2$  跃迁负失谐 20MHz 的频率上来避免在冷却过程中原子被光抽运到  $3S_{1/2}, F=1$  态上，从而保证冷却不失效。磁光阱由两个相距 6cm、直径为 10 cm 的流着相反方向电流的线圈和三对相互正交、光束直径为 9 mm 的激光束组成，磁场梯度为  $1 \text{mT/cm}$ 。用对射的调频激光束来减速钠原子束并把钠原子装入磁光阱中，大约 500ms 后达到平衡密度，捕获了约  $5 \times 10^7$  个钠原子，然后通过声光调制器关掉减速激光，同时关掉磁场并把光学粘团冷却光的光强从每束  $16 \text{mW/cm}^2$  降至每束  $1.8 \text{mW/cm}^2$ ，在接下来的 15ms 时间内原子被从 1 mK 冷却至  $50 \mu\text{K}$ ，在这个过程中，原子气团从大约 1mm 直径扩大成 2 mm 直径。然后关掉冷却光，紧接着利用一个调谐在  $F=2 \rightarrow F'=2$  跃迁的垂直向上的短光脉冲 ( $730 \text{mW/cm}^2$ ) 的光压把原子气团往上抛，接着通过关掉冷却光的射频边带  $3.6 \mu\text{s}$  的时间，使原子被光抽运到基态

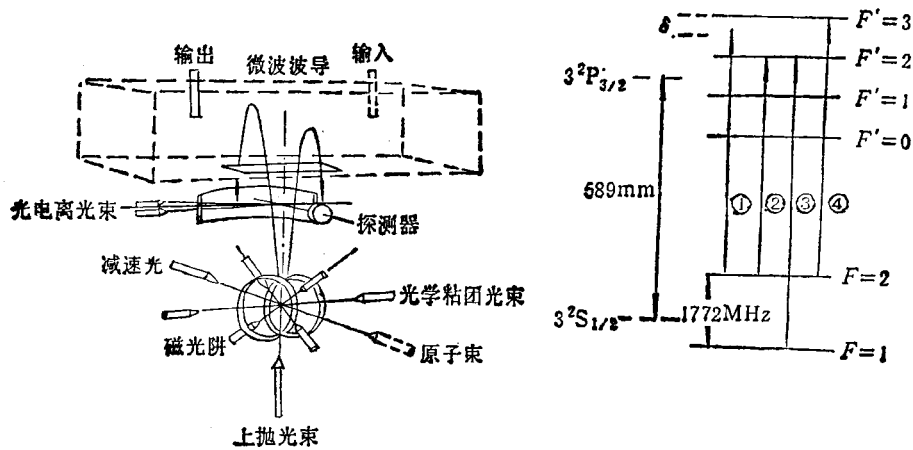


图 3 钠原子喷泉实验装置及相关的钠原子跃迁<sup>[6]</sup>

$F = 1$  能级上, 光脉冲使原子获得了  $240 \text{ cm/s}$  的垂直平均速度, 原子的横向中心速度从  $14 \text{ cm/s}$  增加到  $22 \text{ cm/s}$ , 其中具有  $240 \text{ cm/s}$  的垂直速度和小于  $4 \text{ cm/s}$  的横向速度的原子上升到波导的顶部附近时垂直速度减为零并在重力作用下自由向下落, 在波导中与两个  $\pi/2$  脉冲相互作用, 它使处于基态  $F = 1$  的原子跃迁到  $F = 2$  态, 在上抛  $450 \text{ ms}$  后原子进入检测区, 被置于阱上方  $14 \text{ cm}$  处的光电离并被检测, 一个调谐到  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  的  $1 \mu\text{s}$  的染料激光脉冲把钠原子从  $3S_{1/2}$  态激发到  $3P_{3/2}$  态, 一个  $10 \text{ ns}$ ,  $25 \text{ mJ}$  的三倍频的 Nd:YAG 激光脉冲 (波长为  $355 \text{ nm}$ ) 使钠原子从  $3P$  态电离. 在两束激光交汇的  $2 \text{ cm}^3$  区域内的钠离子被收集到微通道板检测器上. 光电离检测之后  $4 \text{ ms}$  再开始一个新的循环. 得到的 Ramsey 信号的中心谱线线宽为  $2 \text{ Hz}$ , 经过  $1000 \text{ s}$  时间的累加后, 谱线的中心频率可以确定到  $\pm 10 \text{ mHz}$  的准确度.

1967 年 10 月 13 日第十三届国际计量代表大会决定, 将铯 ( $^{133}\text{Cs}$ ) 原子零场基态超精细能级跃迁 ( $F = 4, m_F = 0 \rightarrow F = 3, m_F = 0$ ) 的  $9192631770$  个周期所持续的时间定义为一秒, 称作原子秒, 该跃迁习惯上称为钟跃迁. 因此用铯原子作原子喷泉而做成原子频率标准将更加方便, 而不必修改秒的定义. 1991 年巴黎小组依照 Zacharias 的设想实现了铯原子喷泉<sup>[7]</sup>. 这个方案用的是气室中的光学粘团, 省去了原子束部分. 一个主要的改进是采用移动光学粘团的办法来上抛原子气团, 这样将不会加热原子, 而能保持原子气团的温度为  $\mu\text{K}$  量级. 低温原子气团对于减小原子在运动过程中的横向扩散, 形成更有效的原子喷泉是至关重要的. 形成光学粘团后, 通过改变垂直方向光束的频率, 并保持水平方向光束频率为  $\nu_L$ , 就能实现移动光学粘团的目标. 如果向上传播的光的频率增加至  $\nu_L + \Delta\nu_L$ , 而向下传播的光的频率减为  $\nu_L - \Delta\nu_L$ , 这样就产生了一个以  $\nu_s = \lambda\Delta\nu_L$  速度运动的驻波场, 由于多普勒频移, 以速度  $\nu_s$  向上运动的原子所感受到

的频率仍旧都是  $\nu_L$ , 这样就实现了一个在以  $\nu_s$  速度向上运动的坐标系中静止的光学粘团. 如果  $\Delta\nu_L$  慢慢地从 0 变到  $\Delta\nu'_L$ , 那么原先在实验室坐标系中在一定温度下达到热平衡的原子, 将会缓慢地跟随上下方向激光频率的变化而在运动坐标系中保持差不多与原先相同的温度. 在激光光强较强和失谐量较小时, 也就是说在光学粘团温度较高时, 可以允许的加速度  $d\nu_s/dt$  较大, 因而可以在短时间内使较高温度的光学粘团获得预定的上抛速度, 然后降低光学粘团光的光强和加大失谐量, 使光学粘团进一步降低温度. 这样就用移动光学粘团的办法巧妙地实现了原子气团的上抛. 另一个改进是利用连续的微波而不是用微波脉冲, 原子气团完全穿过微波谐振腔. 到达顶点后落下来再次通过谐振腔, 实现与微波的两次相互作用, 这对于减小腔相移, 从而提高准确度是很重要的. 另外, 原子有一段时间完全在腔的上方, 可以在这里引入微小的相位变化, 通过观察 Ramsey 信号的变化可以测量这些引起微小相位变化的微弱效应, 例如, 可以利用这一点来进行小光子数目的量子无损检测、原子电偶极矩的测量或者原子与原子长程碰撞和原子与表面相互作用的研究.

该方案的装置如图 4 所示, 铯原子被捕获在光学粘团区域中, 水平方向光束直径为  $10 \text{ mm}$ , 垂直方向光束直径由于微波谐振腔的限制而为  $8.5 \text{ mm}$ , 一对水平光束和一对垂直光束为相向传播的正交线偏振光, 另一对水平光束在垂直方向上偏振, 形成驻波, 可以用它来作塞曼子能级或超精细子能级的光抽运. 调谐到  $F = 3 \rightarrow F' = 4$  跃迁的反抽运光与水平的光学粘团光重合在一起. 一个  $Q$  值为  $1000$  的  $\text{TE}_{102}$  微波谐振腔置于光学粘团上方  $2.7 \text{ cm}$  处, 一个弱的纵向偏置磁场 (即 C 场) 的磁感应强度为  $3 \times 10^{-6} \text{ T}$ , 用来分开超精细能级, 只记录  $6S_{1/2}, F = 3, m_F = 0 \rightarrow F = 4, m_F = 0$  的钟跃迁, 用补偿线圈使得整个磁场的均匀性小于  $\pm 10^{-6} \text{ T}$ . 截面积为  $10 \times 10 \text{ mm}^2$  的探测光束位于光学粘团中心正下方  $25 \text{ mm}$  处, 频率调谐在  $F = 4 \rightarrow$

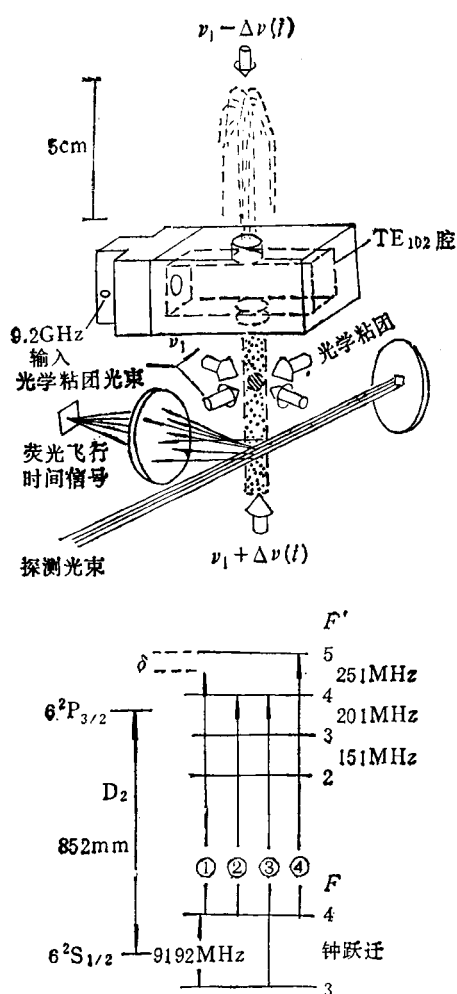


图4 Zacharias 型铯原子喷泉装置及相关的铯原子跃迁<sup>[7]</sup>

$F' = 5$  跃迁频率上,可以有效地检测原子,形成钟跃迁信号。

在铯原子喷泉实验中,用相对于  $F = 4 \rightarrow F' = 5$  跃迁失谐  $-10\text{MHz}$ , 光强为  $5\text{mW}/\text{cm}^2$  的六束光把原子装入光学粘团  $0.5\text{s}$  时间后,在  $0.5\text{cm}^3$  的体积内捕获了大约  $7 \times 10^6$  个铯原子,接着在  $1\text{ms}$  时间内,向上和向下的激光的频率分别调高和调低  $1.6\text{MHz}$ , 由于移动光学粘团的效应,所有的光学粘团中原子都获得了  $1.4\text{m/s}$  的向上速度。接下来的  $1.6\text{ms}$  时间内,光强减弱 4 倍,失谐量变为  $-70\text{MHz}$ ,使光学粘团的温度从  $60\mu\text{K}$  降至  $(5.5 \pm 1)\mu\text{K}$ ,然后用一个调谐到  $F = 4 \rightarrow F' = 4$  的  $2\text{ms}$  宽的脉冲把原子全部抽运到  $F = 3$  态,而几乎没

有加热效应。原子气团向上运动,第一次通过谐振腔后,继续上升到顶点,然后落下来,再次经过谐振腔与微波相互作用。然后继续下落经过光检测区。产生了钟跃迁 ( $6S_{1/2}F = 3, m_F = 0 \rightarrow F = 4, m_F = 0$ ) 的原子到达  $F = 4$  态,可以与频率调谐在  $F = 4 \rightarrow F' = 5$  的检测光作用而产生荧光飞行时间信号。为了减小由于不同次的原子气团中原子数目涨落带来的影响,每个喷泉周期中都把检测到的  $F = 4$  态上的原子数对于  $F = 3$  和  $F = 4$  态上的总原子数进行归一化。设  $A_{F=4}$  是在检测区上半部分产生的飞行时间信号的面积,它与  $F = 4$  态上的原子数成正比,在检测区的下半部分再叠加一个调谐在  $F = 3 \rightarrow F' = 4$  跃迁上的反抽运光脉冲,把原子全部抽运到  $F = 4$  态,这时出现的信号的面积为  $A_{F=3+F=4}$ ,与总原子数成正比。于是归一化的信号为  $A_{F=4}/A_{F=3+F=4}$ ,它代表钟跃迁信号。改变微波的频率进行原子喷泉实验,可以得到 Ramsey 信号,如图 5 所示, Rabi 台的宽度为  $50\text{Hz}$ , Ramsey 信号中心条纹的线宽为  $2\text{Hz}$ ,信噪比为 30,窄的线宽和好的信噪比表明基于原子喷泉的原子频率标准的短期稳定度可达  $3 \times 10^{-12}\tau^{-1/2}$ ,至少可与现有的铯原子束频率标准一样好,并且最终可能改善 100 倍。1994 年,他们在此装置上得到了小于  $700\text{mHz}$  的线宽,信噪比为 300,预期的短期稳定度可以达到  $10^{-13}\tau^{-1/2}$ <sup>[18]</sup>。影响准确度的因素有:二级多普勒效应,引力红移效应,黑体辐射频移,腔牵引效应,剩余一级多普勒效应,C 场不均匀引起的效应,等等,这些都很小而且在原子喷泉中可以估计得比较准确,所以对准确度的影响不大。而就目前情况来看,由于冷原子之间碰撞引起的自旋交换频移可能成为达到原子喷泉频率标准潜在准确度的一个限制。美国斯坦福大学小组测量了温度为  $3\mu\text{K}$  的时候铯原子之间碰撞引起的频移<sup>[19]</sup>。对于一个 95% 的原子在  $m_F = 0$  态的原子喷泉,在原子数密度为  $(3.5 \pm 2.0) \times 10^8/\text{cm}^3$  时,测得的冷原子碰撞引起的频移为  $(-5.5 \pm 0.5)\text{mHz}$ ,由他们的数据外推,预计在保持  $3 \times 10^{-14}\tau^{-1/2}$  的

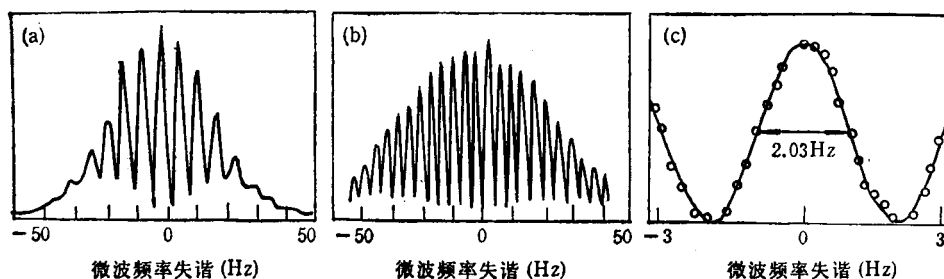


图5 两种上抛条件下的 Ramsey 信号<sup>[7]</sup>

(a)  $v_x = 1.19\text{m/s}$ ,  $T = 26\mu\text{K}$ ; (b)  $v_x = 1.41\text{m/s}$ ,  $T = (5.5 \pm 1)\mu\text{K}$ ; (c) 放大的 (b) 的中央部分

短期稳定度的情况下,准确度可接近  $10^{-16}$ 。

### 3 展望

基于原子喷泉的原子频率标准的原型已经得出了一些初步结果,虽然还不尽完善,还有很多问题需要进一步探索,但这些结果相当令人鼓舞。基于激光冷却与囚禁的原子喷泉做成的原子频率标准可望比现有的作为时间基准的铯原子束频率标准在稳定性和准确度方面有较大提高。如果只受散粒噪声影响,那么短期稳定度可达  $2 \times 10^{-14}\tau^{-\frac{1}{2}}$ ,准确度可望达到  $10^{-16}$ ,比现有原子频率标准提高两个数量级。并且原子喷泉技术的大部分可推广至可见光频率标准或者紫外光频率标准,在这些比微波更高的频段,可望进一步提高频率稳定性和准确度。利用原子喷泉进行原子干涉仪,超冷原子碰撞,原子与表面相互作用,超高分辨率光谱,小光子数目的量子无损检测,原子电偶极矩测量等方面的研究也是很吸引人的。

### 参 考 文 献

[1] 王义道等,量子频标原理,科学出版社,(1986),301.

(上接第 457 页)

用,也为 B 介子实验选题起了指导作用。

(2) 以前粒子物理学家一直猜测 top 夸克的质量小于  $40\text{GeV}$ 。1987 年根据德国 ARGUS 小组测出  $B_s^0-B_d^0$  有远大于预料的混合,杜东生

[2] J. R. Zacharias, *Phys. Rev.*, **94**(1954),751; N.F. Ramsey, *Molecular Beams*, Oxford, 1956.  
 [3] A. De Marchi, *J. de Phys.*, **42** (1981), C8-289; A. De Marchi, *Metrologia*, **18** (1982), 103.  
 [4] 王义道,波谱学杂志, **5**(1988),1.  
 [5] J. L. Hall, M. Zhu and P. Buch, *J. Opt. Soc. Am. B*, **6** (1989), 2194; K. Gibble and S. Chu, *Metrologia*, **29** (1992), 201.  
 [6] M. Kasevich et al., *Phys. Rev. Lett.*, **63**(1989), 612.  
 [7] A. Clairon et al., *Europhys. Lett.*, **16** (1991), 165.  
 [8] A. Clairon et al., *Proc. 6th Euro. Freq. Time Forum*, (1992), 27  
 [9] 王义道,物理, **19-7.8**(1990),389,449; *J. Opt. Soc. Am. B*, **6-11**(1989), 2023.  
 [10] C. Salomon et al., *Europhys. Lett.*, **12** (1990), 683.  
 [11] C. Monroe et al., *Phys. Rev. Lett.*, **65** (1990), 1571.  
 [12] E. L. Raab et al., *Phys. Rev. Lett.*, **59** (1987), 2631.  
 [13] L. Lindquist, M. Stephens and C. Wieman, *Phys. Rev. A*, **46** (1992), 4082.  
 [14] D. Grison et al., *Europhys. Lett.*, **15**(1991),149.  
 [15] J. W. R. Tabosa et al., *Phys. Rev. Lett.*, **66** (1991), 3245.  
 [16] W. Ketterle et al., *Phys. Rev. Lett.*; **70** (1993), 2253.  
 [17] D. W. Sesko and C. E. Wieman, *Opt. Lett.*, **14** (1989), 269.  
 [18] G. Santarelli et al., *Proc. 8th EFTF*, (1994),1.  
 [19] K. Gibble and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.*, **70** (1993), 1771.

预言 top 夸克质量大于  $50\text{GeV}$ , 并预言了大的质量会增大 CP 不对称性。杜东生关于 top 夸克质量预言的文章是当时同时作出这一结论的几篇文章之一。这个预言为后来的实验所证实(实验结果近  $174\text{GeV}$ )。