

原子钟与相关物理学的研究*

王义遒[†]

(北京大学信息科学学院 北京 100871)

摘要 文章介绍了半个多世纪以来北京大学在原子钟与相关物理学研究方面的简况,其中包括光抽运碱金属汽室型、原子束型、激光抽运频率标准以及冷原子物理的研究.文章阐明了原子钟的基本工作原理、主要性能及其与各种物理因素的关系,叙述了提高汽室频标光抽运效率与降低各种频移和减少谱线增宽因素影响的方法.此外,还介绍了原子束频标中的 Majorana 跃迁研究、光抽运铯钟中解决长期工作与长期频率稳定度难题以及冷原子钟的一些设想等研究成果.

关键词 原子钟 原子频标 频率稳定度 频率漂移

Research on atomic clocks and related physics at Peking University

WANG Yi-Qiu[†]

(School of Electronics Engineering and Computer Science, Peking University, Beijing 100871, China)

Abstract With a brief introduction this paper describes the research on atomic clocks (frequency standards) and related physics at Peking University over a period of nearly half a century. Topics include: atomic clocks with optically pumped cesium and rubidium gas cells, magnetic state selected atomic beams and laser pumped cesium beams, as well as cold atom physics. The working principle of atomic clocks, their main performance characteristics, and their dependence on different physical factors are explained. Some of our research results will be reported, such as: measures for increasing the optical pumping efficiency and reducing the spectral line width of the gas cell standards, studies on the Majorana transition in the atomic beam frequency standards, methods for overcoming the difficulties of continuous long-term operation and long-term frequency stability for diode laser pumped cesium beam standards, and also some proposals concerning cold atom clocks.

Keywords atomic clock, frequency standard, frequency stability, frequency drift

1 引言

原子钟研究和开发是北京大学信息科学学院量子电子学研究所的一个有几十年传统的学科方向.研究所的前身是无线电电子学系的波谱学与量子电子学教研室,它是在1958年底该系成立时由物理系光学教研室分出来的.光学教研室有一个研究方向是高分辨率光谱,精密测定原子核磁矩是其主要目标之一.但是,当时以核磁共振和电子顺磁共振为代表的微波和射频波谱学已经蓬勃发展,用高分辨率

光谱为工具来研究核结构显然落后.1956年,波谱学专家丁渝先生从加拿大回国(“波谱学”的译名就是由他确定的),在物理系光学教研室开始了波谱学方向的研究工作,开展核磁共振、电子顺磁共振和核四极矩共振研究.同年,我到苏联留学攻读研究生,研究方向就从高分辨率光谱改为核磁共振,研究工作集中在氟离子的核磁共振化学位移上.从溶液

* 国家自然科学基金重点基金、国家重点基础研究发展计划资助项目
2008-12-30 收到初稿,2009-02-17 收到修改稿

[†] Email: wangyq@pku.edu.cn

中氟的共振频率移动实验,我澄清了当时学术界对氟离子共振位移数据的争论^[1],而测得氟的卤化物晶体中化学位移(由于固体中核磁共振线宽很大,固体化学位移的测定在当时是先驱性工作),发现其随金属原子序数变化的规律,以及用晶体中邻近离子电子云重叠的理论作出成功解释^[2],开辟了核磁共振研究晶体电子结构的方向,并为确定核磁屏蔽常数的绝对值奠定了基础^[3]. 射频波谱学中原子与射频场的集体相干作用效应^[4],引起我对量子电子学和相关精密测量的极大兴趣. 作为从波谱学到量子电子学的过渡,回国后我们用电子与核双共振技术研究了量子振荡的产生,观察到了明显的射频量子张弛振荡和连续振荡现象,研究了它们之间的过渡条件^[5]. 这与激光振荡十分相似,但其起振过程可以观察得相当仔细. 这些诱因和由物理系转到无线电电子学系以后为国防服务的使命感激励了教研室在核磁共振和顺磁共振波谱学方向以外又开辟了量子放大器、原子频率标准和激光的工作. 1963年10月,我们与国防科研单位合作,开始走上了半个多世纪以来的原子钟及其相关物理基础的研究工作.

原子钟是利用原子或分子的能级跃迁的辐射频率来锁定外接振荡器频率的频率测量标准装置的俗称,通称为量子频率标准或原子频标. 其工作原理可用图1来描述:一个受控的标准频率发生器产生的信号经过倍频和频率合成转换为频率接近于原子跃迁频率的信号,激励原子产生吸收或受激发射的频率响应信号,呈共振曲线形状,称为原子谱线,其中心频率即原子跃迁频率为 ν_0 ,线宽为 $\Delta\nu$. 若经过转换的受控振荡器频率与原子跃迁频率不符,原子做出的响应信号通过伺服反馈系统来矫正振荡频率,直到使其与原子频率符合为止. 这样就使受控振荡器频率始终稳定在原子跃迁频率上,从而实现使其振荡频率锁定于原子跃迁频率的目的.

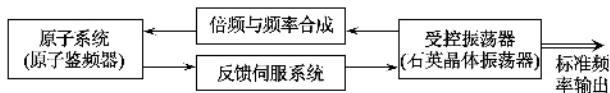


图1 原子钟工作原理结构方框图

原子钟的主要性能指标是其输出频率的稳定度和准确度. 原子钟的频率稳定度与测量采样周期的长短有关. 短期稳定度主要取决于输出信号的频率噪声,长期稳定度则由影响原子频率的物理因素随时间变化的情况而定. 对于原子系统不主动产生标

准频率信号的被动型原子钟,其用阿仑方差(一种特殊规定的双取样方差)表示的短期频率稳定度 σ 由下式描述:

$$\sigma(\tau) = K \frac{\Delta\nu}{(S/N)\nu_0\sqrt{\tau}} = \frac{K}{(S/N)Q_a\sqrt{\tau}}, \quad (1)$$

这里 K 是一个与原子钟类型有关的接近于1的参数, S/N 是原子谱线的信噪比, τ 是测量采样时间, Q_a 为谱线的 Q 值, σ 的值愈小愈好. 因此,为得到原子钟好的稳定度性能,要求原子频率 ν_0 稳定,谱线信噪比 S/N 高,线宽 $\Delta\nu$ 小. 如何实现上述这些目标,这就是原子钟物理学所要研究的事情. 这主要包括:选择跃迁频率稳定的原子样品及其能级,进行原子样品制备以扩大跃迁能级上的原子布居数差,从而提高信噪比 S/N (因为根据原子数按能级的玻尔兹曼分布,在常温下,能量差处在微波或射频波段的两跃迁能级上原子数差很少,为提高 S/N ,必须把原子集中到一个跃迁能级上);减少产生线宽的因素,其中包括原子碰撞、多普勒效应、渡越增宽效应、电磁场与辐射场的频移和增宽效应等.

自从1948年以氦分子吸收线为标准频率的原子钟诞生以来,原子钟作为时间频率测量的核心工具,在导航、通信、制导、时间统一、大地勘测等领域获得广泛应用,也使它成为重要军事装备,为国防事业所不可或缺. 上世纪60年代,我国开展导弹试验,迫切需要原子钟来精密测量高速飞行器的距离和速度. 当时国际上已经产生了比较成熟的三种类型的原子钟,即铯原子束、铯或铷的光抽运汽室原子钟和氢激光原子钟. 其中以铯束最为成熟,氢原子钟则诞生不久,光抽运汽室频标是1958年左右才崭露头角的一种新型原子钟,但有制作工艺相对简单、短期频率稳定度好的优点. 由于当时原子频标主要用于导弹试验,碱金属原子光抽运频标正好符合这种要求,我教研室又有光抽运效应的研究基础,研制光抽运汽室频标自然成为我们开展原子钟研究的首选课题.

2 光抽运汽室频率标准的研制

光抽运汽室频标用碱金属原子基态两个超精细结构能级之间跃迁的辐射频率作为标准频率,它处在微波波段. 在磁场中,这两个能级都有塞曼分裂,作为标准频率的跃迁是其中两个磁子能级 $m_F = 0$ 之间的跃迁,它受磁场影响最小. 若用合适频率单色光照射原子系统,使基态一个超精细能级上的原子

被共振激发,而自发辐射回到基态时可能落到所有能级,原子就会集中到一个基态能级,极大地偏离玻尔兹曼分布,这就是光抽运效应。这里选择抽运光起着关键作用。当时激光器刚发明,尚无法利用,唯一可用的共振光源是光谱灯。一般光谱灯是由同类原子发光,它的光谱成分能使基态两个超精细能级上的原子都被激发,因而不能有效地实现选择吸收,起到光抽运作用。幸好对铷原子,可以有一个巧妙的办法。铷原子有两种稳定同位素: ^{85}Rb 和 ^{87}Rb ,其丰度分别为72.2%和27.8%。它们各有能级间距为3036MHz和6835MHz的两个超精细能级,其共振光的频率分布如图2所示。这里A、B线为 ^{85}Rb 所产生,a、b线属于 ^{87}Rb 原子。从它们的位置可见,A、a两线有较多的重合,而B、b线则重合较少。因此,若 ^{87}Rb 原子发出的光透过一个充以 ^{85}Rb 原子的滤光泡,a线就会被较多地吸收,而剩下较强的b线。 ^{87}Rb 原子在这种光作用下,就会有较多的下能级原子被激发,从而使更多原子聚集在超精细结构的上级上,这就实现了光抽运效应。

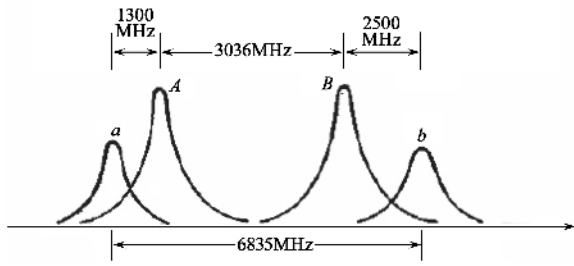


图2 铷原子两种同位素发出的共振光谱线在频率轴上的位置

可是,当时国内找不到铷原子同位素。此外,如果选用 ^{87}Rb 原子作为频标的工作原子,其跃迁频率落在6845MHz,波长处在5cm微波波段,这在当时技术上比工作在9192.6MHz和3cm波段的铯原子要困难些,所以首次实验采用铯原子为工作原子。铯原子没有简单的光抽运光源可用,只能利用无极放电光谱灯。这种灯能发出强度大致相等的两条超精细结构谱线,分别可对铯原子基态 $F=3$ 和 $F=4$ 两个超精细能级发生作用,引起原子激发。由于 $F=4$ 态有9个塞曼子能级, $F=3$ 态只有7个,而原子吸收光的概率与能级数成正比,所以,铯共振光通过铯汽室后,两个超精细结构成分被吸收的程度不同,从而造成两种成分的光强差,这就会使基态 $F=4$ 能级上的原子数比 $F=3$ 能级上多,引起两个能级上原子数差,实现了光抽运。不过因为两种成分光强相差不大,抽运效率显然不高。我们利用当时刚刚研制成

功的电子计算机计算了不同温度下抽运效率随汽室长度的变化,设计了适当的汽室。其实,在汽室中的光抽运过程还是非常复杂的,这里原子之间的互相碰撞,原子与器壁的碰撞,都对抽运效率有影响,特别是对谱线宽度影响很大。产生原子谱线宽度的主要因素有多普勒效应。为了减少这种增宽,Dicke提出用惰性气体组成的缓冲气体包围铯原子,使它们在与铯原子不断碰撞中把铯原子局限在远比波长(3cm)要小的区域,从而把多普勒效应平均掉,这还避免了铯原子之间的相互碰撞(这种碰撞会带来更大的谱线增宽),这种效应后来称为“Lamb-Dicke效应”。缓冲气体不仅影响原子线宽,还会引起原子频率的移动,而且对光抽运过程也有影响(“荧光淬灭”和“激发态混杂”会改变弛豫作用)。研究缓冲气体的作用机制与效果是光抽运汽室频标物理研究的主要内容。我们着重研究了不同惰性气体成分与气压对原子频率的影响,在一定配比下,两种气体的混合可使频移互相抵消而得到最小频移。一般情况下的原子谱线宽度约为750Hz^[6]。最关键的还是光谱灯的作用。光谱灯是用直径约1cm的玻璃泡做成,内充少量工作物质碱金属和起辉气体(也是惰性气体Kr、Xe、Ne、Ar及 N_2 等),外绕以射频线圈,用高频(约100MHz)电压激发,使碱金属原子发光。这种发光很有讲究,在不同状态(温度、射频功率、频率)下,发光情况很不相同。我们通过大量光谱实验,结合实地观察光抽运与光检测信号的品质,摸索到一种很容易目测判断的最佳状态:光谱灯发出均匀柔和玫瑰色光的状态,能清晰分辨两条超精细结构光谱线。这多少有些意外,因为从表面看来这种状态并不是发光最强的状态。现在,这已经成为做光谱灯抽运碱金属汽室原子频标工作人员的常识,但当时却是大费了一番周折的。

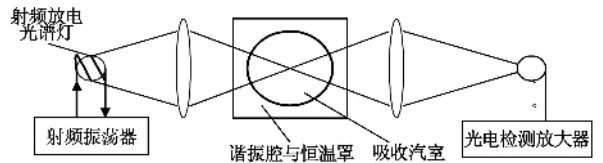


图3 碱金属原子钟光抽运光检测装置原理

铯原子光抽运汽室频率标准物理部分的原理装置如图3所示。光谱灯发出的共振光经透镜聚焦后,通过置于谐振腔内的汽室被吸收,并在光电检测器上得到一定电平的光电信号。这相当于光抽运下原子在两个基态超精细能级上建立稳态分布时的信

号,当谐振腔内电磁场频率与超精细跃迁相符时,原子在两个超精细能级之间发生跃迁,打破了原有的原子在能级上的平衡分布,又会发生新的光吸收,产生跃迁的光检测信号,即原子钟信号.当时没有高频晶体管,实验中 9192.6MHz 微波用速调管产生,用喇叭口元件激发微波辐射.装配整机时则改为 H_{011} 模微波谐振腔.整个电路基本上都用电子管组装而成,倍频电路后面几级则用灯塔管和速调管,所以整机体积庞大,如图 4 所示.从 1963 年 10 月立项到 1965 年 12 月,我们共装配了三台相同的装置,两两相互比对,得到了 10s 量级稳定度为 5×10^{-11} ,比预定的 1×10^{-10} 还好.样机于 1966 年 2 月参加国家科委组织的北京与重庆两地的科技新产品展览,研制工作总结论文拟在同年 6 月新出版的《高等学校自然科学学报(物理学版)》第 1 卷第 2 期上发表(已校对清样),后因“文化大革命”而停刊,文稿无下落.“文革”期间,合作单位对样机进行了晶体管化改造,但微波源仍是速调管,体积仍偏大.

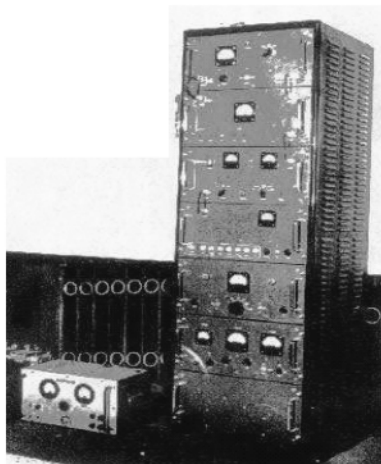


图 4 1965 年底光抽运铷汽室原子频标样机

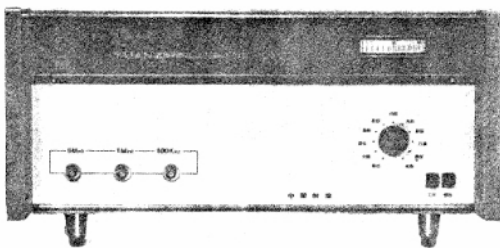


图 5 批量产生 PO1 型铷汽室原子钟外形

1973 年,已搬迁到陕西汉中的北京大学分校在电子工业部的支持下重新启动了原子钟研制.新任务是与北京大华无线电厂合作研制能批量生产的光抽运铷汽室原子频标.这时情况与十年以前已有很

大不同,国际上已有铷原子钟定型产品,国内中国科学院上海光学精密机械研究所(以下简称上海光机所)和武汉物理研究所都已从事铷钟研制,并有了科研样机.取得铷同位素和微波晶体管已不成问题.我们在借鉴上海光机所经验基础上,迅速设计制作了铷频标样机,并特别注意工艺设计,以便于工程化批量生产.同时我们还进行了大量物理研究,其中包括:抽运灯泡、滤光泡和吸收泡的温度、缓冲气体的成分和压强对光抽运效率和原子谱线信噪比的影响;3 个泡引起的原子频率的温度系数以及光频移.通过选择不同的滤光泡和吸收泡的温度,我们找到了一种既有很高信噪比又可使光频移接近于零的温度组合,从而得到了很好的频标短期和长期稳定度.1976 年初,铷频标完成设计定型,正式投入批量生产.产品型号为 PO-1,其主要性能指标为 $3 \times 10^{-11}/1s$, $3 \times 10^{-11}/月$,优选型则为 $4 \times 10^{-12}/1s$, $8 \times 10^{-13}/1d$.如图 5 所示产品为我国守时、长短波授时和导弹卫星试验做出了贡献,成果得到 1978 年全国科学大会奖.

80 年代后,铷频标生产停滞,在董太乾教授领导下开展了铷频标小型化和改进性能的深入研究.这里包括:用慢波结构线圈取代微波谐振腔,从而大大缩小了物理部分体积^[7];探索用脉冲光抽运和脉冲光检测技术^[8]和用分离吸收泡^[9]的办法,使光抽运和光检测跃迁信号分时进行,以消除标准频率的光频移;研究缓冲气体对标准频率的频移影响,通过变换缓冲气体成分与气压的配比,寻找零温度系数和零老化漂移的频率标准^[10];探究微波功率频移的规律及其消除方法^[11,12];以及用模拟信号彩色电视副载频以驯服铷原子钟频率,从而改善其长期稳定度的 TV-Rb 频标等^[13].这里既有非常丰富、深刻的结合具体结构的物理内容,如光频移的时间特性(记忆问题),谱线均匀线宽与非均匀线宽的相互影响问题(用以区分跃迁能级与其他磁子能级所加的弱磁场 C 场的均匀性与微波功率增宽等),也有细致的制造工艺和装配设计问题.这些结果实现了在 10^{-12} 数量级上没有老化漂移的小型化铷频标.研究结果还为新时期这种频标实现卫星应用奠定了很好的基础.

3 原子束频率标准的研究与开发

上世纪 70 年代末国防应用急需准确度和长期稳定性俱佳的铯束频率标准.我们服从国家需要,迅

速投入到这种工艺要求高、技术难度大的铯束频标的研制中去。研究从原子束的角分布和准直性、中性原子热离子检测效率和 Ramsey 分离场产生原子跃迁等基础工作做起。当我们观察到跃迁信号随微波频率和功率变化的实验结果时,欣喜地看到这是量子力学二能级跃迁理论的最好演示。图 6 表示这种频标物理部分——铯束管的工作原理。

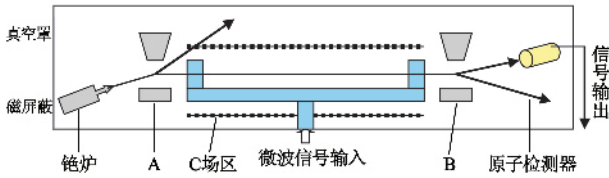


图 6 铯束管的工作原理(A 为选态磁铁 B 为分析磁铁)

铯原子从铯炉经过由大量细长管子组成的准直器以很小发散角(约 1°)的“原子束”形式“泻流”出来,穿过由强不均匀磁场形成的 B 分析磁铁区,由于处于基态两个超精细结构能级上的原子带有不同磁矩,在强不均匀磁场中因偏转方向不同而分成两束,如图 6 所示。其中一束被引入带有 C 场和微波谐振腔的“中段”,在那里与微波辐射场进行两次相互作用而完成跃迁。跃迁后原子束继续前行,经过第二个强不均匀磁场(B 分析磁铁),跃迁原子被偏向检测器,未经跃迁的则被偏离开。检测器上跃迁信号与微波频率的关系呈 Ramsey 曲线,如图 7(a)所示。检测器用热离子丝把中性铯原子离子化而加以收集。

显然,如果微波腔内不加辐射场,则原子不发生跃迁,状态不变,没有原子落在热离子丝检测器上,检测不到原子信号。但我们的早期实验发现,即使在这种情况下,仍有相当部分的原子落在检测器上,产生原子信号。经认真分析确定,这是由于原子在飞过中段时产生了“Majorana 跃迁”。Majorana 是意大利理论物理学家,他在 1932 年提出:带有磁矩的原子在经过不均匀磁场时会发生能级跃迁,并推导出了跃迁概率公式^[14]。Rabi 正是在他的理论启发下提出原子束磁共振概念和实验方法的。不过,这种跃迁只发生在如图 8 所示的同一个超精细能态两个相邻的磁子能级之间,但通过级联跃迁可以在任意两个子能级之间产生过渡。Majorana 跃迁公式描述任意两子能级间的跃迁概率。

两个磁子能级之间的 $\Delta m_F = \pm 1$ 跃迁一般不能被检测器发现,因为它们磁场中偏转相同。但从图 8 可见, $F=4, m_F = -4$ 能级的原子在强磁场中的行

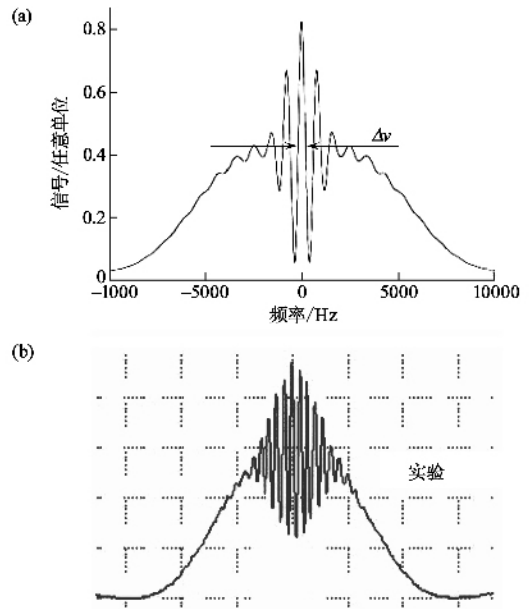


图 7 原子与微波两次作用得到的 Ramsey 共振谱线($\Delta\nu$ 为中央线宽)(a)多速原子束 (b)较单一速度的原子束

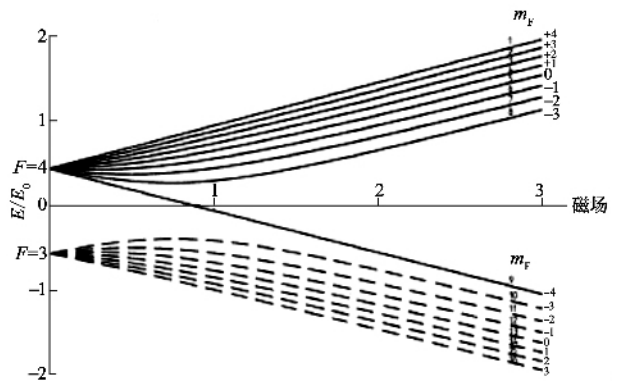


图 8 铯原子基态超精细结构能级随磁场的变化

为与 $F=3$ 能级的原子相同。因此,若 A 磁铁选出 $F=4$ 能态,则在 $F=4$ 的态上各个子能级之间 $\Delta m_F = \pm 1$ 的过渡,有可能使原子跃迁到 $m_F = -4$ 的能级上,这就在检测器上表现为 $F=3$ 态原子而被检测。反之,若选出 $F=3$ 原子,则因为这群原子中还夹杂着 $F=4, m_F = -4$ 能级的原子,经过 Majorana 跃迁后进入 $F=4, m_F \neq -4$ 能级,也表现为发生了超精细结构跃迁。由于这些跃迁能在没有微波辐射场时产生,这就对真正的频标跃迁信号构成本底,从而会降低钟信号的信噪比,影响频标稳定度。这些跃迁使同一 F 态上的原子数不相等,因此在加上微波场后,会表现出 7 条不同的 $\Delta m_F = 0$ 的微波跃迁 Ramsey 曲线强度不对称(由于不同 m_F 态的跃迁概率不同,理论上这种 $\Delta m_F = 0$ 的“ σ 跃迁”线的强度

分布为中央 $m_F = 0$ 的谱线最强,随着 m_F 绝对值的增长而两边正负 m_F 线对称地减小),这会造成对钟跃迁的“邻线牵引”,引起标准频率的移动,影响频标准准确度.我们根据 7 条不同 $\Delta m_F = 0$ 的 Ramsey 曲线强度分布的实验现象和 Majorana 跃迁公式,拟合得到各不同能级之间产生 Majorana 跃迁概率的计算结果,对实验现象做出了合理的解释^[15].我们认为,产生 Majorana 跃迁的原因在于原子经过强度不均匀磁场后不仅磁场强度急剧变化,而且还发生方向的变换.垂直于原子磁矩方向的横向磁场随时间变化的傅里叶频谱中若含有满足 Rabi 磁共振条件的成分,就会导致同一 F 态两个 m_F 能级之间的跃迁.这种跃迁不仅会降低原子钟信号的信噪比并从而影响稳定度,而且会因引起钟信号频移而降低频标准准确度^[16].对于磁选态铯束管,良好的磁场布置可以尽量减小这种跃迁的发生,但难以完全避免.我们分析了我们的实验装置中产生 Majorana 跃迁的具体原因,提出了一般的消除措施.我们的工作曾在中、法、德、美等国的原子钟实验室报告交流,Majorana 跃迁成为频率基准评估中的必备项目.

我们还研究了这类频标的束光学设计问题.在高梯度不均匀强磁场中,原子的偏转与轨迹随速度而变化,原子束中包含大量速度非常离散的原子,磁偏转后原子束发散,真正能产生跃迁而被探测器接受的只是“速度窗口”中数量十分有限的原子.我们探索用带 14 个参量的目标函数方法进行了束光学的优化设计,得到了合理的 S 形束光学结构^[17].

上世纪 80 年代以后,随着政治经济形势的变化,国内原子钟项目进展困难,铯束频标研究难以为继. Majorana 跃迁也进一步暴露了这种原子钟的缺陷.当时国际上半导体激光器的发展为激光抽运铯束频标的诞生提供了契机.高梯度不均匀强磁场选态只利用基态 $F = 4$ 或 3 , $m_F = 0$ 能级上的原子,只是 16 个能级之一,而且磁偏转与原子速率有关,可利用的原子又只占很小的一个“速度窗口”,真正被接收到的跃迁原子约只占原子束中总原子数的万分之一.激光抽运原则上可使所有基态原子集中到所需能级,从而极大地提高原子信号的信噪比.激光抽运原子束频标用光检测办法来探测跃迁原子信号,但不像在光抽运汽室频标那样通过光吸收变化来检测,而是直接探测跃迁原子发出的荧光.图 9 显示这种频标物理部分的结构.由图可见,原子在激光作用下集中到超精细结构上能级,它们穿过谐振腔后若无跃迁,则在检测区不可能受同一束光作用而发出

荧光,而若发生了跃迁,原子就过渡到超精细结构下能级,并能再次吸收光而产生荧光,因此检测区的荧光是原子发生跃迁的表征.在工艺上,激光抽运铯束管不但避免了在真空密封上难以处理的强场磁铁问题和设计制造技术上精密的束光学问题,而且荧光检测还消除了用热离子丝检测引起的诸多问题,包括离子噪声问题,十分娇嫩且影响寿命的电子倍增器及强磁场质谱计问题等.但是激光抽运铯束管也带来了消除光频移和激光器长期稳定工作的难题.

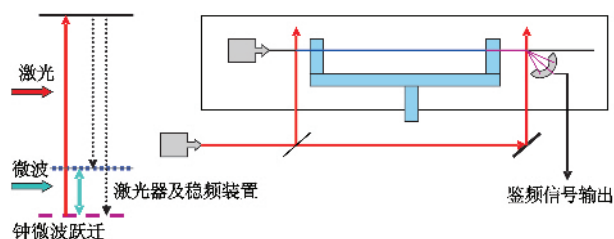


图9 激光抽运铯束频标物理部分的基本结构

我们在极端缺乏支持的情况下开始了激光抽运铯束频标的研究和试验.首先是根据超精细结构能级跃迁概率从理论上计算了不同频率、偏振的激光及其组合所得到的抽运效率(抽运到所需钟跃迁能级上的原子数与总原子数之比),用来确定抽运方案^[18].然后,计算了考虑检测光作用下抽运与检测的总体效率.在以下四种情况(即用单激光进行抽运和检测;单激光抽运和另一激光检测;双激光抽运和其中一个激光兼做检测;以及双激光抽运和另一激光检测^[19])下,得到的结果是:在选用 852.1nm 的 D_2 共振光抽运与检测情况下,用混合圆偏振光抽运 $F = 4 - F' = 4$ (“’”表示激发态能级, $\sigma^+ + \sigma^-$),总效率约为 13%;用双激光 $F = 4 - F' = 4$ ($\sigma^+ + \sigma^-$ 圆偏振) + $F = 3 - F' = 3$ (线偏振)抽运,并用前者检测,则几乎可得到 100% 的总效率.不过,由于两种抽运激光的互相干涉,实际上能达到的抽运效率不超过 90%;而若用 $F = 4 - F' = 5$ (或 $F = 3 - F' = 2$) 跃迁频率做检测,则可得到极高的效率,与检测的作用时间成正比.这种跃迁称为“循环跃迁”,原子在激光照射下从基态激发而通过自发辐射回来时仍回到原来的超精细结构能级,因而可以继续被激发.每次激发都产生一个荧光光子,一个原子便能产生成千上万个光子(铯原子一次激发和自发辐射回到基态所需时间约为 20ns,原子穿过约 1cm 直径的光作用区的时间约为 0.1ms),故检测效率大增.

为了真正得到稳定的原子钟信号,还必须对半导体激光器性能进行研究与控制.单模半导体激光

器具有灵敏的电流与温度调谐和模式跳变特性,一般线宽较大(约 50MHz),必须进行严格筛选和严密控制其运行条件,特别要在频率调谐、稳频与压缩线宽上下功夫。我们采用外光频腔^[20]、光电反馈、原子谱线(原子束荧光^[21]和饱和吸收^[22])进行激光频率稳定。1988年,我们利用单激光 $F=4-F'=4(\sigma^+ + \sigma^-)$ 抽运与检测,初步实现了激光抽运铯束频标^[23]。由于比较熟练地掌握了半导体激光器调谐、稳频、压缩线宽、和频率变换等技术,我们还在原子钟工作基础上发展了光通信工作,以后还成立了相关的国家重点实验室。

为提高钟跃迁信号,我们开始采用循环跃迁检测信号进行实验,在实验中发现,随着信号的提高,噪声同样提高,信噪比实际上并未改善,原因是循环跃迁对激光的频率与振幅的起伏非常敏感。这意味着要发挥循环跃迁优点,必须极大地提高激光的频率与振幅稳定性。这是一个很难的课题。1988年,杨东海加入课题组。他提出利用斜入射激光检测的设想^[24]。根据多普勒频移原理,斜入射激光检测对原子有速度选择性。这样,检测到的原子数就会下降,但实验发现,由于多普勒增宽效应,这种检测光的吸收曲线顶部比较平缓,因而原子对检测光频率的变化相对不敏感,这一优点大大减轻了对激光稳频的要求,并使在循环跃迁情况下钟信号的信噪比比最初提高了 30 倍,可得到 $S/N \approx 9000$ 。分析表明,斜入射检测还有利于提高频标的准确度,这与选择了较窄的原子速度范围有关^[25],Ramsey 信号花纹增多,呈现如图 7(b)所示的图像。当然,得到信噪比大幅提高的结果还由于在杨东海领导下比较好地解决了激光频率的长期锁定问题。这里主要依靠两方面的工作:一是采用数字辅助锁定电路(DALL),通过取样保持解决锁频同步带不足的问题,从而拓宽了锁定范围,便于长期工作^[26];二是采用自动锁频技术,这使激光频率一旦失锁,电路可保证温度、电流在大范围内扫描搜索并迅速($< 15s$)锁定到所需的频率(饱和吸收线)上。前者使频标能长时期连续工作在两个月以上,得到短期频率稳定度为 $1.2 \times 10^{-11}/\tau^{1/2}$ 和天稳定度为 $2 \times 10^{-13}/d$ ^[27],并首次在国际上获得了这类频标的长期稳定度数据,这一成果获得 1993 年中国物理学会饶毓泰奖,而后者在航天科工 203 所与电子科技 12 所合作下,取得了密封型光抽运铯束管频标样机无故障连续运转 3 年以上的记录,国外未见报道。

此外,我们还探索了用弥漫激光抽运的方

案^[28],并对小铯束管中光频移^[29]和交流塞曼效应的影响^[30]做了细致的研究。结合这些问题还深入地分析了原子束的速度分布。这种频标在解决了工程化和产品化开发后将可大量用于守时、授时、导航、通信等领域。美国和欧洲都期望把这种频标用于卫星载荷,以解决卫星长期自主运行问题。

4 激光冷却原子钟的探索

在用 Ramsey 分离场技术获得跃迁信号的原子钟中,线宽 $\Delta\nu$ 决定于原子飞过谐振腔中“漂移区”(两个微波相互作用区之间的长度 L)的时间 T ,有 $\Delta\nu \approx 1/2T$ 。而 T 与原子速度 v 有关, $T = L/v$,速度越大, T 越小。所以原子速度愈低,越有利于取得高的频率稳定度。一般原子的速度为每秒几百米的数量级,随原子束管大小不等, $\Delta\nu$ 约为几十至几百赫芝。若能把原子速度降低一两个数量级,则频标频率稳定度就可大大提高。降低原子的速度成为原子钟研究者的奋斗目标。我们曾经设想过把铯原子离子化,然后用电场使离子减速,再进行电子复合还原而得到慢速中性原子的方法来实现原子减速。这在技术上并非不可行,但减速后的原子按麦克斯韦规律分布的速度离散问题则不能解决。因此,激光冷却原子的方法应运而生,成为原子钟研究者的热门课题。对原子钟工作来说,激光冷却原子技术的应用主要有:激光减速原子束、冷原子团的激光操控和激光阱中的原子陷俘。它们都依赖于激光对中性原子产生的散射力和偶极力^[31]。

散射力利用多普勒频移使原子吸收频率低于共振频率的光而激发,而自发辐射则平均放出共振频率的光,其能量亏损靠原子损失动能来补偿,从而实现了减速。偶极力则依靠原子基态能级能量与光强成正比的光频移,原子受到一束强度不均匀的光束作用时,处在不同位置的原子因为受到的光强不同而使其基态能量有所不同,这是一种随位置而变化的能量,所以是“势能”,这使原子趋向于能量最低处,从而能陷俘原子。

我们在上世纪 80 年代中期率先提出了利用与原子束逆向行进的激光束减速原子束,再用磁偏转方法使慢速原子束垂直向上穿过微波谐振腔,并在重力场自由下落中再次通过同一谐振腔而产生 Ramsey 共振的原子喷泉方法^[32]。原子喷泉是早在上世纪 50 年代为解决原子频率基准腔相位差频移而提出来的一种绝妙设想。腔相位差频移是原子频

率基准最大的一项误差,它产生于原子束通过 Ramsey 腔两臂(见图 6,7)与微波辐射场作用时由于两臂上辐射场相位稍有差异而引起的跃迁中心频率移动.若能使原子两次通过同一个谐振腔,则相位差自然基本消除.显然,高速原子决不可能形成喷泉,激光减速原子就是必备条件.上世纪 80 年代中,激光减速原子束技术已比较成熟^[31],我们可以把最概然速率约为 270m/s 的原子减速到约 6m/s.利用磁选态原子束频标中掌握的磁偏转技术,可以把低速原子束竖起来,这样就得到高度约为 2m 的喷泉,Ramsey 信号中央线宽将只有 1Hz 左右.这个设想曾得到美国科罗拉多大学 JILA 实验室赞同而加工装置,由于我回国未能继续此项工作.

上世纪 80 年代末,随着光学粘团和磁光阱技术的成熟^[31],产生了一种更灵活易行的形成原子喷泉的方法.继美国朱棣文的初步实验^[33]之后,法国时间频率基准实验室(LPTF)首先实现了可用做频率基准的原子喷泉^[34].这种喷泉先在汽室中用磁光阱(magneto-optical trap, MOT)形成金属蒸气冷原子团,然后用光学粘团(optical molasses, OM)中的偏振梯度冷却,得到约几 μK 的超低温原子团.此时原子运动的平均速率仅为几 cm/s.在这个基础上,利用运动光学粘团方法把原子以 $<5\text{m/s}$ 的速度上抛,在其自由下落时形成原子喷泉.这成为后来实现原子喷泉的常规方法,为许多时间频率基准实验室所采用.不过,这是一种间歇的喷泉,先经过 MOT 和 OM 形成冷原子团,然后上抛,原子两次通过微波谐振腔,发生跃迁,进行原子跃迁检测,然后再次重新获得冷原子团,一个工作周期约耗时 1s 左右.在间歇过程中,原子谱线不能控制原子钟的受控振荡器频率,因而对频率稳定度有损害,引起“Dick 效应”.我们提出的减速原子束经磁偏转实现原子喷泉的方法得到的是一种连续原子喷泉,有一定优点.

为了从物理上掌握这套冷却技术,我们在国内首先开展了铯原子冷却和喷泉的工作.1996 年,我们用六束互相反向的圆偏振的红失谐 852nm 激光和反向电流亥姆霍兹线圈组成的 MOT 中俘获了铯原子, MOT 的原子密度为 $3 \times 10^9/\text{cm}^3$,原子数为 1.5×10^7 ,温度 $<500\mu\text{K}$ ^[35].一年多后,又在 MOT 基础上实现了光学粘团^[36],并详细研究了激光失谐与光强对冷却温度的影响,当时得到的 OM 温度为 $10\mu\text{K}$ ^[37].后来我们还实现了用六束不经过 MOT 直接从铯蒸汽室中得到 OM.在此基础上我们设计加工了高度为 1.7m、谐振腔漂移区长度为 $L = 50\text{cm}$

的喷泉管.在加工完成后的实验中,发现紧挨冷原子团的光窗封接材料带有极大的磁性,以致不能形成致密匀称的冷原子团,上抛试验无法完成.这是一次难以容忍的失误,尽管加工单位负有直接责任,但我们缺乏及时检查也是难咎其责.此后,我们只能在原有 OM 装置上试验喷泉方法,结果是在原子团温度为 $15\mu\text{K}$ 情况下,在 1.8cm 的高度下首次在国内实现了喷泉^[38].此后中国计量科学研究院李天初小组实现了原子喷泉,并建成了准确度达到 3×10^{-15} 的铯喷泉基准^[39].目前国际上最好的这类喷泉钟的准确度数据是 5×10^{-16} (见文献 31 及 40).这种原子钟的最大的频率不准确度来源于冷原子团中原子之间的自旋交换碰撞,它与原子密度成正比.我们曾提出采用不对称的雪茄状的冷原子团来减少这类碰撞频移的方案,使冷原子团中总原子数保持不变(S/N 不变)而降低密度^[41].这种方案在日本的喷泉中已实现^[42].

后来冷原子方面的工作转入到玻色-爱因斯坦凝聚(Bose-Einstein condensation, BEC)和原子激光器(atom laser)^[31]方向. BEC 是玻色子系统在极低温下凝聚到一个最低动量空间宏观量子态的特殊物质状态,是爱因斯坦在 1925 年就理论预见到,而在 1995 年才得到实验证实的.由于 BEC 中所有原子都是相干的,因此这种物质状态具备一些奇妙的性质.是否可用这种相干原子态做成一种性能更优越的原子钟是物理学界的一种期待.尽管一些人认为, BEC 中原子具有强关联,做原子钟不一定能得特别优秀的性能,但探索仍在进行.我们认为,把原子从 BEC 中引出来,成为相干原子束,即原子激光器,也许会有更好的表现.

我们利用上下两个 MOT 装置将室温下的铷原子稀薄蒸汽冷却,其中上 MOT 起俘获冷原子并提高其浓度的作用,然后注入下 MOT,并进一步用光学粘团进行偏振梯度冷却,达到 μK 水平;此后,把原子装载到保守力势阱——静磁阱中,再用蒸发冷却,达到 BEC 的转变温度.我们的静磁阱采用 QUIC 阱的方案,它由一个四极线圈和 Ioffe 线圈组成,它们的电流可以独立调节.2004 年 3 月,在陈徐宗领导下,我们在实验上实现了铷原子的玻色-爱因斯坦凝聚,其转变温度约为 500nK,纯凝聚体的原子数目约为 50 万个.蒸发冷却是用磁共振方法把静磁阱中动能比较高的束缚态原子转变为逃逸态(非束缚态)这样在磁阱中剩下原子的温度就进一步降低.对于 $F = 2$ 的 ^{87}Rb 原子,只有 $m_F = 2, 1$ 态是磁阱束

缚态. 而 QUIC 阱中磁场周围高、中间低, 使原子状态转变的射频场共振频率也随磁阱边缘向中心而降低. 当射频场频率从高到低慢慢扫描时, 阱中原子温度逐渐降低. 用 CCD 摄像机观察透过磁阱的原子吸收图像, 就能观察到当射频场频率接近于磁阱中心的磁场极小值时, 原子团的光学厚度急剧上升, 而在自由扩散过程中还表现出各向异性, 这意味着 BEC 的形成. 吸收成像法记录的原子团密度出现双峰分布, 在撤去磁场后, 自由扩散阶段轴向和径向的纵横比 (aspect ratio) 的变化也表明了 BEC 的形成, 如图 10 所示^[43, 44].

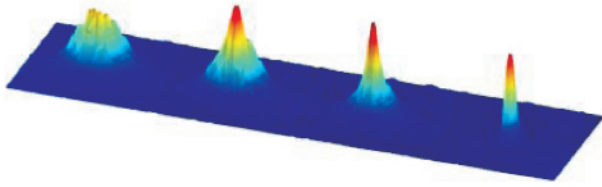


图 10 玻色-爱因斯坦凝聚体形成过程三维图(高度表示原子团的光学厚度, 由左到右射频频率逐步降低)

通过蒸发冷却得到 BEC 后, 原子处于自旋极化的 $F = 2, m_F = 2$ 态上. 如果原子感受到一个快速的磁场变化 (特别是有磁场方向变化和零点出现), 原子就可以通过上述 Majorana 跃迁而产生多组分的自旋凝聚体. 我们通过 QUIC 线圈和另一个用以调整 QUIC 阱磁场最小值的偏置线圈中电流关闭的时刻差, 在实验上实现了 Majorana 跃迁, 得到了不同自旋极化的 $F = 2, m_F = 2, 1, 0, -1, -2$ 各种组分的凝聚体, 如图 11 所示^[45, 46].

就像从激光谐振腔把光子引出来产生高定向、高亮度的相干激光束一样, 把原子从原子阱内的玻色-爱因斯坦凝聚体中引出来, 就会形成相干原子束, 构成原子激光器, 通常也称“原子激光 (atom laser)”, 虽然它根本不是“光”. “原子激光”输出的原子束确实也像激光那样有高度相干性、亮度和定向性, 故可称它为“类激光原子束”. 在实现了铷原子 BEC 之后, 我们又在 2005 年实现了脉冲原子激光和连续原子激光. 实验中采用三种方式从 BEC 耦合输出得到脉冲原子激光 (1) 用频率为 1MHz, 间隔为 4ms 的脉冲作用加到凝聚体上, 原子就从束缚态跃迁到非束缚态 $m_F = 0$ 上, 然后在重力作用下输出 (2) 在关断补偿磁场时, 改变原子塞曼子能级分裂的间距, 从而使凝聚的原子和射频场进行耦合而输出 (3) 先让原子在阱中振荡起来, 然后打开射频频源. 当原子一旦通过阱的中心, 就会发生耦合输出.

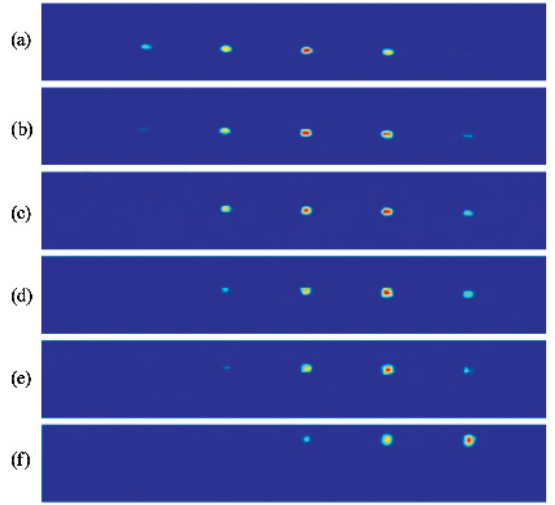


图 11 多组分自旋凝聚体的产生(照片是经过 18ms 的扩散时间后拍摄的, 每个凝聚体分别对应 $|2, 2\rangle, |2, 1\rangle, |2, 0\rangle, |2, -1\rangle$ 和 $|2, -2\rangle$ 态. 两个线圈电流关闭的时刻差分别为 (a) $t_{int} = 3.0ms$ (b) $t_{int} = 2.5ms$; (c) $t_{int} = 2.0ms$ (d) $t_{int} = 1.5ms$, (e) $t_{int} = 1.0ms$; (f) $t_{int} = 0.0ms$)

我们通过改变射频脉冲和原子作用的时间和强度以及脉冲之间持续时间, 就可以控制脉冲原子激光的产生^[47]. 我们将持续不同时间 (6ms, 7ms, 9ms, 14ms) 的射频场加在 BEC 上引出相干原子, 则可分别得到不同的连续原子激光^[48]. 这个实验对磁场涨落和周围杂散场的控制要求很高. 同时, 和前面的磁场控制相结合, 我们还可以产生多组分的原子激光. 我们还进一步提出了一种用一个主 BEC 提供输出和多个辅 BEC 补充相干原子的方案, 来探索实现长期连续原子激光器的可能性^[49]. 这种方案在美国 MIT 的实验中已得以实现^[50].

我们还在陈徐宗和周小计领导下用脉冲光操控凝聚体进行了 BEC 超辐射的研究^[51, 52]. 传统超辐射是处于激发态的原子系统产生的一种相干自发辐射, 辐射强度正比于原子数的平方. BEC 的超辐射与物质波的放大有关, 有可能用于未来 BEC 原子钟.

在 BEC 和原子激光研究的基础上, 我们计划用连续光操控凝聚体进行光格点中的原子钟的探索研究. 一方面, 我们打算建立周期光场与 BEC 凝聚体结合产生的“人工晶体”的研究平台, 通过相对传播的几对激光束的空间干涉形成周期性的场强分布, 利用偶极力使原子被捕获在这种周期性网状势阱中, 并可以通过控制激光强度, 来研究 BEC 在光格点中从超流态到 MOTT 态的相变. 在 Mott 态时, 原

子以微型 BEC 的形式晶化成原子晶体,在一维或者二维微型 BEC 中,原子数可以达到几千个,不同光格点势阱中的原子团与原子团之间没有相位相干性,而每个光格点势阱中的小原子团仍具有 BEC 的性质.从超流态到 Mott 态再到超流态,这个过程就是格点之间相位从一致到破坏再到一致的建立过程.因此,这个平台的建立将为我们进一步深入研究格点之间的相互耦合、BEC 的关联特性以及与固体物理交叉奠定基础.另一方面,我们可以通过磁阱与蒸发冷却获得超低温中性铷原子气体,利用无光频移的“魔幻波长”光形成的光格点来囚禁超低温铷原子,探索这些铷原子和微波进行长时间相互作用,获得超窄线宽的频标参考谱线.利用该超窄线宽的参考谱线进行稳频,可以预期有得到高稳定性与准确度原子频标的可能性.实验上通过提高微波与光格点超冷铷原子的相互作用时间,有产生 10s 以上的拉比共振、形成 100mHz 的超窄线宽的参考谱线、探索获得比 10^{-16} 稳定性更好的原子频标的可能性.

5 结束语

在今天以 GPS 为代表的全球卫星定位系统十分发达的情况下,原子钟的作用似乎已经削弱.因为,卫星定位系统实际上就是一个时间系统,定位是依靠精确定时来实现的,用户只要能收到卫星信号,自然就有了精确时间.但是,这样的卫星系统是十分脆弱的.特别是在战争时期,外国的卫星系统信号可以被干扰、欺骗、甚至关闭.从维护国家独立和国防安全角度,拥有以原子钟为核心的我国独立自主的时间守护和发播系统非常必要.可以这样说,在精确打击时代,原子钟的作用不亚于原子弹.因此发展我国的原子钟事业具有重大意义.原子钟的物理原理并不十分复杂,所涉及的物理理论并不十分艰深,但是,由于它是当今最为精密、最为准确的测量标准,所涉及的物理问题具有相当的前沿性.无怪乎有 12 个诺贝尔物理奖原子钟有关.更由于一些重要应用要求原子钟能长期连续运转,达到几年,甚至十年不出故障地持续工作.比如,为了得到频标月稳定度的数据,就需要一年半以上时间来进行原子钟长期连续比对.因此它的研制、运行、测试都要求十分严密、细致、可靠.而众多物理因素与具体器件和环境条件结合,就会表现得十分错综复杂,对这种小于 10^{-14} 细微变化的观察和时间上长年累月的测试,都要求原子钟工作者既要有清晰敏锐的物理头脑,又要有

耐得住寂寞、长熬和工作上细致认真、不怕繁琐的精神.因此原子钟工作者迫切希望得到社会的理解,而最不能容忍的是某些科技官员的急功近利,因耐不住寂寞而随意中途撤消支持.在我国原子钟发展史上几次大起大落,实在是沉痛的教训.我们多么希望这种事情不再重演!

因此,我们要不断向有关领导部门呼吁:要像美国、俄罗斯那样重视我国独立自主的时间频率系统的建设,要不间断地支持原子钟事业,这对国家发展具有十分重要的意义.我们还向他们提出了一些切合实际的、有针对性的政策建议.

从物理上,原子钟既希望有前沿尖端原理上的创新,也期待成熟技术在具体应用上的创新.为了追求长期可靠性,未经实际考验的新技术很难被允许应用于实战装备.而没有深刻的物理理解,也不可能实现具体应用上的创新.为了实现这两方面的创新,我们除了在上述几方面进行工作以外,还在开展若干新型原子钟的研究和开发工作,包括光钟、冷原子光钟和相干布居陷阱(coherent population trapping, CPT)钟等,就不一一叙述.

致谢 作者铭感董太乾、杨东海、陈徐宗、周小计诸教授多年来的无间合作,许多工作是在他们领导和直接参与下进行的.本文经过他们的审阅并讨论,谨表谢意.

参考文献

- [1] Ван И - цю(王义道), Скрипов Ф И. ДАН СССР, 1960, 136(1):58
- [2] Ван И - цю(王义道), ДАН СССР, 1960, 136(2) 317
- [3] Скрипов Ф И, 王义道. 物理学报, 1964, 20(1):41; 英文译文载美国 Chinese Physics, 1964 上; 俄文译文经《中国科学》编辑部审查通过原拟刊发, 编辑部要北京大学进行保密审查, 结果被北京大学搁置, 30 年后的 1993 年, 北京大学科研处整理档案, 发现了原稿及《中国科学》编辑部的条子, 退回给作者
- [4] 王义道. 波谱学杂志, 1995, 12(4) 339[Wang Y Q. J. Magn. Reson., 1995, 12(4) 339(in Chinese)]
- [5] 王遐龄, 张承铨, 王义道. 弱场下自由基(SO₂)₂NO-水溶液的 Overhauser 效应和质子振荡. 全国光学与波谱学学术会议论文集, 北京:中国物理学会, 1965
- [6] 王义道, 王振刚, 傅济时等. 全国光学与波谱学学术会议论文集. 北京:中国物理学会, 1965
- [7] 刘淑琴, 董太乾. 计量学报, 1991, 12(2):157[Liu S Q, Dong T Q. Acta Metrol. Sinica, 1991, 12(2):157(in Chinese)]
- [8] 董太乾. 物理学报, 1981, 30(1):1[Dong T Q. Acta Physica Sinica, 1981, 30(1):1(in Chinese)]

- [9] 董太乾,李树道. 计量学报,1991,12(4):294 [Dong T Q, Li S D. *Acta Metrol. Sinica*, 1991, 12(4):294(in Chinese)]
- [10] 刘淑琴,董太乾. 计量学报,1996,17(4):293 [Liu S Q, Dong T Q. *Acta Metrol. Sinica*, 1996, 17(4):293(in Chinese)]
- [11] 刘淑琴,董太乾. 计量学报,1992,13(1):79 [Liu S Q, Dong T Q. *Acta Metrol. Sinica*, 1992, 13(1):79(in Chinese)]
- [12] 刘淑琴,秦守正. 计量学报,1996,17(1):67 [Liu S Q, Qin S Z. *Acta Metrol. Sinica*, 1996, 17(1):67(in Chinese)]
- [13] 刘淑琴,董太乾. 计量学报,2000,21(3):239 [Liu S Q, Dong T Q. *Acta Metrol. Sinica*, 2000, 21(3):239(in Chinese)]
- [14] Majorana E. *Nuovo Cimento*, 1932, 9:45
- [15] 王义道. 计量学报,1981,2(1):42 [Wang Y Q. *Acta Metrol. Sinica*, 1981, 2(1):42(in Chinese)]
- [16] 王义道. 计量学报,1983,4(2):86 [Wang Y Q. *Acta Metrol. Sinica*, 1983, 4(2):86(in Chinese)]
- [17] 刘琳,武际可,王义道. 北京大学学报(自然科学版),1983,(4):27 [Liu L, Wu J K, Wang Y Q. *Acta Scientiarum Naturalium universitatis Pekinensis*, 1983(4):27(in Chinese)]
- [18] 吴欣欣,徐月庭,田昆玉等. 计量学报,1985,6(1):15 [Wu X X, Xu Y T, Tian K Y *et al.* *Acta Metrol. Sinica*, 1985, 6(1):15(in English)]
- [19] 吴欣欣,商松泉,谢麟振,王义道. 计量学报,1986,7(4):269 [Wu X X, Shang S Q, Xie L Z *et al.* *Acta Metrol. Sinica*, 1986, 7(4):269(in English)]
- [20] 王德沛,吴欣欣,谢麟振,王义道. 计量学报,1989,10(1):15 [Wang D P, Wu X X, Xie L Z *et al.* *Acta Metrol. Sinica*, 1989, 10(1):15(in English)]
- [21] Wang D P, Xie L Z, Wang Y Q. *Optics Lett.*, 1988, 13(10):820
- [22] Yang D H, Wang Y Q. *Opt. Commun.*, 1990, 80(1):23
- [23] Wang D P, Xie L, Wang Y Q *et al.* *Chin. Phys. Lett.*, 1988, 5(3):97
- [24] Yang D H, Li E X, Chen L M *et al.* *Commun.*, 1991, 84(5/6):275 ;
- [25] Yang D H, Wang Y Q. *Opt. Commun.*, 1991, 85(4):319
- [26] Yang D H, Wang Y Q. *IEEE Trans. Instr. Meas.*, 1991, IM-40(6):1000
- [27] Yang D H, Wang Y Q. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 1994, 33:1674
- [28] Chen J B, Wang F Z, Wang Y Q *et al.* *IEEE Trans. Ultrasonic Ferroelectrics Freq. Contr.*, 2000, 47(2):457
- [29] Zhang J H, Wang F Z, Wang Y Q *et al.* *Chin. Phys. Lett.*, 2004, 21:840
- [30] Zhang J H, Wang F Z, Yang D H. *Chin. Phys. Lett.*, 2004, 21(T):1255
- [31] 王义道. 原子的激光冷却与陷阱. 北京:北京大学出版社,2007 [Wang Y Q. *Laser Cooling and Trapping of Atoms*. Beijing: Peking University Press, 2007(in Chinese)]
- [32] 王义道. 波谱学杂志,1988,5(1):1 [Wang Y Q. *J. Magn. Reson.*, 1988, 5(1):1(in Chinese)]
- [33] Kasevich M A, Riis E, Chu S *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1989, 63(6):612
- [34] Clairon A, Salomon C, Guellati *et al.* *Europhys. Lett.*, 1991, 16(2):165
- [35] Gan J H, Li Y M, Chen X Z *et al.* *Chin. Phys. Lett.*, 1996, 13(11):821
- [36] Hou J D, Liu Y M, Yang D H *et al.* *Chin. Phys. Lett.*, 1998, 15(6):413
- [37] 侯继东,李义民,杨东海等. 物理学报,1998,7(12):881 [Hou J D, Li Y M, Yang D H *et al.* *Acta Physica Sinica*, 1998, 7(12):881(in Chinese)]
- [38] Fu J X, Chen S, Chen X Z *et al.* *Chin. Phys. Lett.*, 2001, 18(11):1457
- [39] 李天初. 私人通信,2008
- [40] <http://tf.nist.gov/cesium/fountain.htm>
- [41] Wang Y Q, Li Y M, Gan J H *et al.* *Proc. 5th Symp. Freq. Stand. & Metrology*, Bergquist J. C. ed., Singapore: World Scientific, 1996, 74
- [42] Kurosu T, Fukuyama Y, Abe K *et al.* *Proc. IEEE Intern. Freq. Contr. Symp. & Jointly with 17th EFTF*, 2003, 123
- [43] Chen S, Zhou X J, Yang F *et al.* *Phys. Lett.*, 2004, 21:2227
- [44] Chen S, Zhou X J, Yang Fan *et al.* *Phys. Lett.*, 2004, 21:2105
- [45] Ma X Q, Xia L, Yang F *et al.* *Phys. Rev. A*, 2006, 73:013624
- [46] Xia L, Xu X, Guo R. *Phys. Rev. A*, 2008, 77:043622
- [47] Yang F, Xia L, Zhou X J *et al.* *Chin. Phys. Lett.*, 2005, 22(7):1596
- [48] Xia L, Xiong W, Yang F *et al.* *Chin. Phys. Lett.*, 2008, 25(7):2374
- [49] Zhou X J, Wang Y Q, Yang D H. *Chin. Phys. Lett.*, 2000, 17:784
- [50] Chikkatur A P, Shin Y, Leanhardt A E *et al.* *Science*, 2002, 296:2193
- [51] Li J T, Zhou X J, Yang F *et al.* *Phys. Lett.*, 2008, A 372:4750
- [52] Xu X, Zhou X J, Chen X Z. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 2008, 41:165302