

氢原子钟新近进展述评

杨世琪 钟旭滨

(中国科学院武汉物理研究所)

一、引言

大家知道,原子或分子与电磁场相互作用产生的微观粒子量子态的跃迁,伴随着精确频率的电磁波的发射或吸收。根据微观世界的这个特性而发展起来的原子钟,具有极优的稳定性和准确性。1955年铯原子钟的发明,导致1967年国际权度大会决定采用 Cs^{133} 自由原子零场超精细跃迁($F=4, m_F=0 \leftrightarrow F=3, m_F=0$)的9,192,631,770个周期的时间为“原子秒”,使人类进入了“原子时”时代。1960年,在氢分子钟、原子束磁共振,特别是在原子囚禁技术研究的基础上,一种新的优良的氢原子钟又由美国的 Goldenberg, Kleppner 和 Ramsey 首创成功^[1]。

图1是现有各类传统的原子钟的频率稳定度的性能^[2]。从图上可以看到,特别在长期频率稳定度(简称长稳)上,氢原子钟遥遥领先,目前唯其准确度有待赶上铯钟。

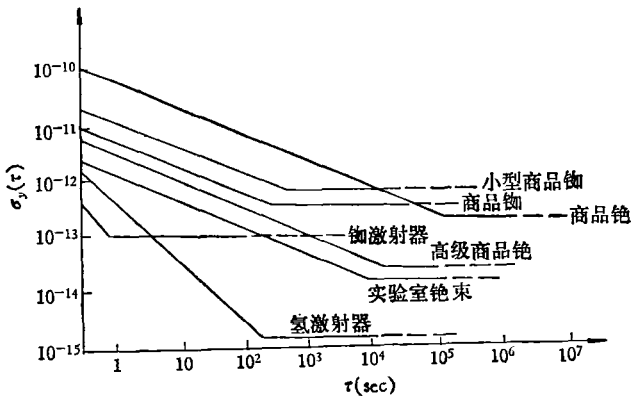


图1 各种原子钟的频率稳定度 $\sigma_y(\tau)$ 与取样时间 τ 的关系

早在六十年代,瑞士、苏联、英国、日本、法国、澳大利亚、加拿大、西德等国,也都相继致力研制氢原子钟。目前约有十多个国家的二十多个单位在进行此项工作。例如美国的哈佛大学(HU)、哥达德飞行中心(GSFC)、Smithsonian天文台(SAO),加拿大国家研究院(NRC)、法国原子钟研究所(LHA)以及日本电波研究所(RRL)。目前最佳短稳为 $1 \times 10^{-13}/\text{sec}$,最佳长稳为 $2 \times 10^{-15}/\text{d}^{[3]}$ 。最高准确度为 1.4×10^{-12} 。以铯钟作参考测得的无扰动超精细跃迁频率为 $1,420,405,751,768 \pm 0.002 \text{ Hz}^{[4]}$ 。

概括地说,氢钟主要朝三个方面发展:(1)解决壁移问题,提高准确度,以期突破 10^{-12} 的限制,跃迁到 10^{-13} 或更好的水平,期望把它发展为原始时间频率标准。(2)采用更合理的物理系统和锁相电子学系统,使长稳跃入 10^{-16} 的高水平。(3)为了适应日益迫切的基础科学和尖端技术研究的需要,研制坚实可靠、经得起环境冲击的、小型的、能长期连续工作的氢钟。

本文着重从物理上评述国外近年来这种原子钟在频率稳定度和准确度方面的进展。

二、基本原理和特点^[5,6]

众所周知,氢原子结构最简单,核是一个质子,核外绕有一个电子。核的自旋量子数 $I=1/2$,基态电子的总角动量量子数 $J=1/2$ 。电子和核的磁相互作用,使 I 和 J 耦合在一起,形成原子总量子数 F 。 $F=J \pm I$,基态分裂成 $F=1$ 和 $F=0$ 两个超精细

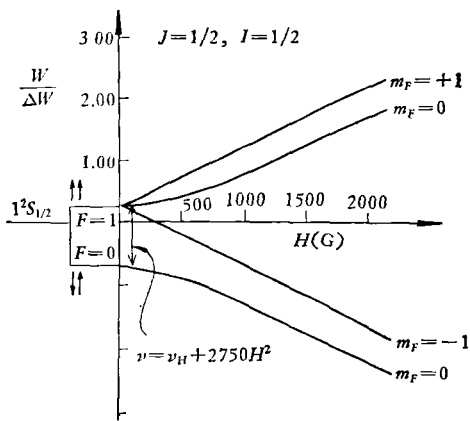


图2 氢原子基态超精细能级

$$\Delta W = 5.9 \times 10^{-6} \text{ eV}; \quad \nu_H = 1420.4057518 \text{ MHz}$$

能级。电子和核的自旋平行为激发态，反平行为基础态。在外加磁场的帮助下，由于塞曼效应， $F=1$ 的能级又分裂为三个磁子能级。图2是其基态超精细能级。氢钟所用的是 $F=1, m_F=0 \leftrightarrow F=0, m_F=0$ 的跃迁。在弱磁场的帮助下，此跃迁与磁场关系较小，其频率约为 1420.405 MHz 。

氢原子钟由物理系统和电子学系统组成。前者称做激光器，产生原子激光振荡信号，提供稳定准确的参考频率。后者使此频率转换成实用的时间频率信号。

图3是激光器结构。射频激励器把氢分子

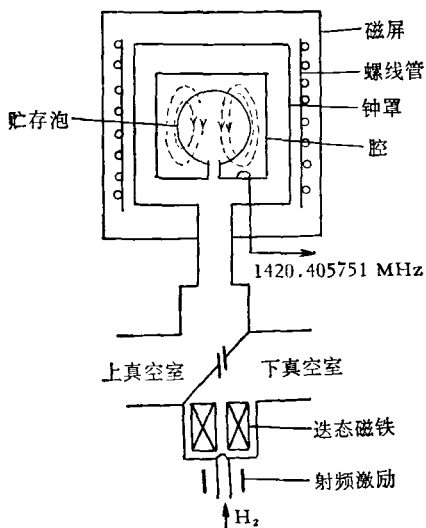


图3 氢激光器简图

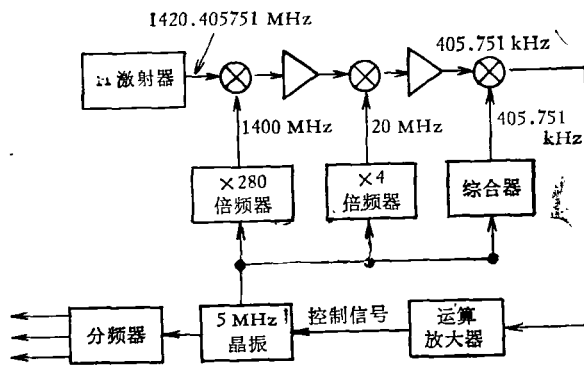


图4

分解成氢原子，然后它们成束进入磁选态器。在不均匀磁场的帮助下， $(1, -1)$ 和 $(0, 0)$ 态的原子被偏离， $(1, 1)$ 和 $(1, 0)$ 的原子被聚焦到置于谐振腔内射频场同相位区的贮存泡中（泡内壁涂上聚四氟乙烯），从而在泡内能够得到原子激光振荡所必须的粒子数反转分布。原子在泡内被囚禁平均约 1 sec 后才开始从泡口逸出。在这期间， $(1, 0)$ 态原子，受到调谐在跃迁频率的腔的射频场的激励，跃迁至 $(0, 0)$ 态，产生辐射。 $(1, 0)$ 态原子的不断进入泡内，使此过程得以持续进行。当 $(1, 0)$ 态原子足够多，使得其辐射能量足以克服腔的损耗时，即产生自激振荡。这时可以从腔内耦合输出频率很稳定和准确的信号。当然，为了避免与空气分子的碰撞，这个过程必须在高真空系统中进行。同时，为了降低外界磁场和环境温度对振荡频率的影响，腔泡需要有良好的磁屏蔽和精密恒温。由于激光器输出的信号是极其微弱的（约 $10^{-12} - 10^{-13} \text{ W}$ ），并且频率带有尾数，所以还不能作为实用的频率标准信号。这就需要有良好的接收、综合和锁相的复杂电子学系统，把一个整数频率的晶体振荡器（称为晶振）锁定于激光器的信号上，最后从晶振输出经分频提供用户所需要的频率和钟的秒信号。图4是氢原子钟组成系统的原理图。

氢原子能级简单，谱线纯，没有因谱线复杂而带来的谱线增宽。原子囚禁技术具有下列优点：原子与射频场的作用时间可长达 1 sec 。根据海森伯测不准原理，可以获得小于 1 Hz 的窄

谱线。原子在泡内虽然与泡壁碰撞达 10^4 次之多,但因泡壁涂层材料的电极化小,并且每次碰撞时间极短 (10^{-13} sec, 总的碰撞时间相对于贮存时间说来仍然是很小的),原子实际上是比较自由的。原子相对于射频场运动的平均速度为零,不出现一级多普勒频移。以上优点,特别是窄谱线,导致氢钟有特优的稳定度和良好的准确度。

三、稳定度的进展

氢钟的稳定度主要取决于激光器的稳定度。而激光器的稳定度 $\sigma_y(\tau)$ 由其本身的热噪声和接收系统的热噪声所决定^[7]。前者是腔内热噪声电磁场引起的受激发射现象,属于干扰噪声,它与取样时间 τ 的平方根成反比,温室下一一般为 $10^{-14}/\sqrt{\tau}$,这是氢激光器所能达到的稳定度极限。后者属于附加噪声,它与 τ 成反比,一般为 $10^{-13}/\tau$ 。一般当 τ 小于几十个 sec 时,附加噪声对稳定度的影响占优势, $\sigma_y(\tau)$ 按 τ^{-1} 的规律变化。当 τ 更长时,干扰噪声的影响本来应该逐渐占优势,但一般这时系统闪频噪声的出现把它掩盖了,使得 $\sigma_y(\tau)$ 不按 $\tau^{-1/2}$ 变化,而是如图 1 所示的与 τ 无关地进入所谓“闪烁地板”区。

对于氢钟的稳定度,还得计及晶振、倍频器和综合器的噪声。这时一般可以把噪声分为晶振的噪声和参考信号的噪声来考虑。后者包括激光器、接收器、倍频器和综合器的噪声。锁定环路作用的结果,晶振噪声呈现高通滤波特性,而参考噪声则具有低通滤波特性。因此,特别对受控晶振要求短稳好,对倍频器则要求相位漂移小。

对氢钟来讲,主要是利用其长稳。迄今最大的障碍是腔的失谐(腔频偏离跃迁频率)对激光器频率造成的牵引效应。这种效应具有闪频噪声的特性,表现为“闪烁地板”的出现。如果能想法使牵引效应变得很小,则钟的稳定度就会按 $\tau^{-1/2}$ 的规律变化,从而大大提高长稳。牵引效应可近似地表示为

$$\nu - \nu_H = (\nu_c - \nu_H) \frac{Q_c}{Q_1} = \frac{\Delta\nu_c}{\nu_H} Q_c \Delta\nu_1,$$

其中 ν 为激光器频率, ν_H 为跃迁频率, Q_c 和 Q_1 分别为腔和谱线的品质因数, $\Delta\nu_c$ 为腔的失谐量, $\Delta\nu_1$ 为原子谱线宽度。

由上式可知,要克服腔的牵引,主要的是消除失谐量 $\Delta\nu_c$,这就要求腔频非常稳定。腔频的变化主要来自制做腔材料的热胀冷缩引起的腔的尺寸变化,来自机械的不稳定性以及贮存泡的介电常数随温度的变化。因此,可以采用超低膨胀系数材料——陶瓷玻璃 (Cer-Vit)¹⁾ 做腔(内壁镀银),并且使用尽量薄的泡,同时加上精密的恒温控制。在设计上要使腔体有良好的机械稳定性。最近 SAO^[3] 根据上述的考虑,在新一代的氢钟 (VLG-11) 上,很好地克服了腔的牵引,消除了“闪烁地板区”,首次观察到 $\sigma_y(\tau)$ 按 $\tau^{-1/2}$ 变化的规律,从而大大提高了氢钟的稳定度,跃进到 6×10^{-16} ($\tau = 4200$ sec) 的高水平。天稳定度亦达 2×10^{-15} 。

另外,也可以采用腔频自动调谐技术,使任何腔频的失谐通过电子自动伺服装置都能给与纠正,从而使腔频总是维持在调谐状态。GSFC 利用这种技术,使长稳达到 $1 \times 10^{-14}/d$ ^[8]。RRL 和 NRC 用这种技术,在长达 7 天的取样时间内得到 1.5×10^{-14} 的长稳^[9]。应该指出,自动调谐虽然对长稳有所提高,但因这时激光器需要工作在高、低两种原子束流状态(自旋交换调谐法),会降低氢钟的短稳。

增加原子在泡内的贮存时间可以增加谱线的 Q_1 值,这个对于降低牵引也是有益的。目前甚至可以得到 5.5×10^9 的 Q_1 值^[10]。

最后值得注意的是在低温工作的氢激光器。实验证明,氢原子在液态氮 (4.2K) 温度下,仍处于气体状态。初步理论分析表明^[11],氢钟工作在液态氮温度时,短稳可以提高到 $10^{-15}/\text{sec}$,长稳可以高达 $10^{-16}/d$,这个无疑是令人鼓舞的。

1) 是 Owen-Illinois 公司为一种超低膨胀系数的部分陶瓷化了的玻璃起的商品名称。

四、准确度的进展

已知有下面几种频移影响氢钟的准确度：
 磁场频移 $\Delta\nu_m$ ；二级多普勒频移 $\Delta\nu_D$ ；腔和自旋交换频移 $\Delta\nu_{c-se}$ ；壁移 $\Delta\nu_w$ ；磁场不均匀频移 $\Delta\nu_{MIS}^{[12]}$ ；自旋交换残余频移 $\Delta\nu_{rsc}^{[13]}$ 。故振荡频率 ν 为

$$\nu = \nu_H + \Delta\nu_m + \Delta\nu_D + \Delta\nu_{c-se} + \Delta\nu_w + \Delta\nu_{MIS} + \Delta\nu_{rsc}$$

氢钟的准确度决定于测量这些频移时的误差。上式中前面两种频移的测量误差均易达到 10^{-14} ， $\Delta\nu_{c-se}$ 亦可测准至 1×10^{-13} 甚至 10^{-14} 。最后两种频移是近年来发现的。 $\Delta\nu_{MIS}$ 是由原子在不均匀磁场中运动时产生双量子跃迁造成的。 $\Delta\nu_{MIS} = \epsilon_M \cdot T_H^{-1}$ ，其中 T_H^{-1} 是自旋交换弛豫率， ϵ_M 是与 $(1, 1)$ 和 $(1, -1)$ 态粒子数差、磁场、射频场横向不均匀性以及两次壁碰间的平均时间有关的因子。 $\Delta\nu_{MIS}$ 的相对值一般为 10^{-13} 量级，可以测准至 $10^{-13} - 10^{-14}$ 。 $\Delta\nu_{rsc}$ 是当原子相互碰撞时超精细作用的瞬间中断造成的，是自旋交换的残余效应。 $\Delta\nu_{rsc} = \epsilon_H \cdot T_H^{-1}$ ，其中 $\epsilon_H = \frac{1}{4} \omega_0 T_D$ ，这里 ω_0 是跃迁角频率， T_D 是中断时间 ($\sim 10^{-13}$ sec)。 $\Delta\nu_{rsc}$ 的相对值约为 10^{-13} 量级，测量误差为 10^{-14} 。应该指出，通常的自旋交换调谐法并没有考虑上述两种频移，它们的贡献除与 ϵ_M 和 ϵ_H 有关外，还与原子密度无关的弛豫率 T_0^{-1} 成比例，而自旋交换调谐法只能抵消与原子密度有关的频移。因此对于计划实现优于 10^{-13} 的准确度说来，是应该加以考虑的。

迄今影响准确度最大的而又尚未解决的因素是原子与泡壁碰撞时产生的频移(壁移) $\Delta\nu_w$ 。故下面将详细地加以讨论。

1. 壁移及壁涂材料

在原子与泡壁碰撞的过程中，原子的电子云遭受形变，使得电子与核的超精细作用发生变化，导致原子辐射的相位滞后或超前于腔的

射频场相位，引起负或正的相移。每次碰撞相移约为 2 弧秒。原子在泡中约遭受 10^4 次的壁碰撞，相移的累积产生频移(约为 0.03 Hz，即 2×10^{-11})。壁移主要决定于壁涂材料。现在最常用的是聚四氟乙烯，因其电极化小，原子与壁表面作用小，并且没有 H-H 间的自旋交换。这种材料又分两类：TFE-42，属单聚物；FEP-20，属四氟乙烯与六氟丙烯之共聚物。

2. 传统的壁移测量方法及其存在的问题

实验表明，壁移与泡的直径成反比(或与泡的面积与体积之比成正比)。传统的测量法是换泡法，即先用同样的材料和工艺涂好几个不同直径的泡，然后把它们轮流装入一个激射器中，另一个作参考的激射器的泡不变。再测出相应于不同直径的泡时这两台激射器的频差，用最小二乘法画出其频差与直径的倒数关系。当这条直线外推至无穷大直径时(这时壁移为零)就得出参考激射器的壁移，从而也可以得出另一台激射器的壁移。因为在复制直径不同的泡时，实际上无法使每个泡的涂层的物理化学性质以及真实表面完全一样。就是这种泡的重复性问题，导致本来只有 2×10^{-11} 的壁移却竟然使测量误差被限制在 2×10^{-12} 。

3. 提高壁移测量精度的新途径

(1) 大泡激射器法

它是 Ramsey^[14] 等人依据降低原子与壁的碰撞速率可以减小壁移以及考虑到振荡条件而

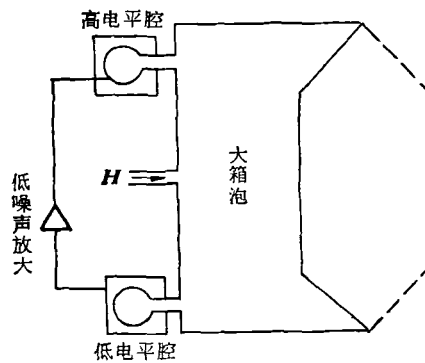


图5 大泡激射器简图(虚线表示泡的可变部分)

提出的。如图5所示,实际上是一个产生振荡的正反馈系统。泡的直径大至1.5m。原子在低电平腔内的受激发射信号经低噪声放大,被馈至高电平腔,建立起较强的射频激励场。进入高电平腔的原子受到较强的预激励。既然原子的发射几率随激励场的强度而增加,并且弛豫时间足够长,因此在高电平腔中预激励后的原子,当漂流到低电平腔时,仍然能保持与高电平腔预激励场的相干相位,并以增大的几率发射出辐射,最后产生振荡。大泡激光器的壁移只等于通常泡的1/10。实测为 -2.3 ± 0.8 mHz。但是这种系统庞大、复杂,从科学研究上有其意义,实用受到限制。

(2) 零壁移温度法

Zitzewitz 等人^[15]发现,在室温下,TFE-42和FEP-120的壁涂层的壁移为负值。随着温度的升高,壁移逐渐减小,到380K时壁移为零。温度继续升高时壁移变正。因此,可以利用零壁移温度来消除壁移。若与下面的可变形泡技术结合,有可能最终解决壁移的问题。

(3) 可变形泡法

为了解决泡的重复性问题,Brenner 首先提出只用一个泡,但其碰撞速率可以按已知量改变,而不会变更其表面的性质。在这样的概念的影响下,Debely^[16] 试验了一端可以拉出和推进的可变形圆柱泡,见图6(a),测得FEP-120的壁移的误差为 2×10^{-12} 。新近GSFC设计了“风箱式”可变形泡,见图6(b)。上面两种可变形泡都是用改变薄膜位置来改变泡

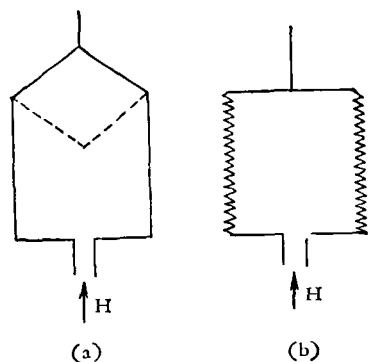


图6 可变形泡结构

的体积,这可能存在机械稳定性和应力的问题。

(4) 可变大泡法

它是大泡法与可变形泡法优点的结合,既有大泡的小壁移的优点,又能利用可变形泡法测量小壁移,使大泡法具有实用的意义。这个实验首次把壁移测量误差降至 2.58×10^{-13} 的高水平。但是,因为在实验时没有对参考激光器的磁场的不均匀频移(约 1×10^{-12})加以考虑,结果准确度仍只有 1.4×10^{-12} 。

(5) 双泡结构加零壁移温度法

最近 Petit^[17] 提出类似可变形泡的双泡结构(图7)。泡是由两个同轴石英圆柱做成的硬性泡。通过连接两个圆柱通道的小阀门的位置变化来改变泡的面积与体积比。实验发现温度在385K时,FEP-120涂层的壁移为零。因为这种方法机械稳定性好,测量灵敏度也比较高,加上零壁移温度的利用,宣称已把氢钟的准确度从 10^{-12} 量级提高到 7×10^{-13} 。

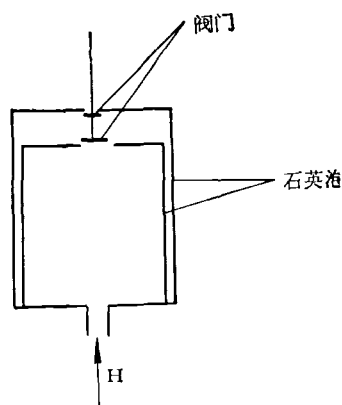


图7 双泡结构简图

总之,氢钟的准确度目前因壁移问题仍限制在 1.4×10^{-12} 。各个国家较一致地取得的壁移测量结果也是在 2×10^{-12} 范围内。然而通过上述的新途径,特别是可变形泡加零壁移温度法和变形大泡法,在注意提高壁移稳定性的同时,可望使准确度提高到 10^{-13} 或更高的水平,从而使氢钟发展为准确稳定的原始时间频率标准。表1—表3分别概括了目前氢钟发展的动态。

表 1 目前各种频移测量误差

扰动因素	频 移 公 式	估算频移	测量误差
磁场效应	$\Delta\nu_m = 2750\langle H^2 \rangle_h$	2×10^{-12}	$\sim 10^{-14}$
二级多普勒效应	$\Delta\nu_D = -1.9557 \times 10^{-4} T$	5×10^{-11}	$\sim 10^{-14}$
腔和自旋交换	$\Delta\nu_{c,s} = \left(\frac{\Delta\nu_c}{\nu_H} Q_c - \alpha \right) \Delta\nu_1$	~ 0	$\sim 10^{-14}$
壁 移	$\Delta\nu_w = \frac{w}{D} [1 + a(t - 40)]$	2×10^{-11}	$1-2 \times 10^{-12}$
不均匀磁场	$\Delta\nu_{MS} = e_M \cdot T_H^{-1}$	$\sim 10^{-13}$	$\sim 10^{-14}$
自旋交换残余	$\Delta\nu_{res} = e_H \cdot T_H^{-1}$	$(1-2) \times 10^{-13}$	$\sim 10^{-14}$

表 2 目前各国 ν_H 的测量结果(以 Cs 束作为参考基准)^[2]

国 别	研究单位	公布日期	频 率 14204057.51 Hz ±	标准误差 (1σ)
美 国	NBS	1970	0.769Hz	1.7×10^{-12}
美 国	NBS/SAO/HU	1970	0.767Hz	1.4×10^{-12}
加 拿 大	NRC	1971	0.770Hz	2.1×10^{-12}
美 国	NASA/GSFC	1972	0.775Hz	2.2×10^{-12}
英 国	NPL	1973	0.766Hz	2.1×10^{-12}
美 国	HU (大泡)	1974	0.768Hz	1.4×10^{-12}
法 国	LHA	1980	0.773Hz	7.0×10^{-13}
日 本	RRL	1974	0.773Hz	3.5×10^{-12}
苏 联		1977	0.770Hz	3.5×10^{-12}

表 3

国 别	研究单位	稳 定 度		发表时间
		短 稳	长 稳	
美 国	SAO	$1 \times 10^{-13}/\text{sec}$	$2 \times 10^{-13}/\text{d}$	1978
	HU		$(1-2) \times 10^{-14}/\text{d}$	1970
	NASA-GSFC	$6 \times 10^{-13}/\text{sec}$	$1 \times 10^{-14}/\text{d}$	1973
苏 联		$8 \times 10^{-13}/\text{sec}$	$5 \times 10^{-14}/\text{d}$	1974
法 国	LHA	$4 \times 10^{-13}/\text{sec}$	$1 \times 10^{-14}/3\text{h}$	1973
加 拿 大	NRC		$1.5 \times 10^{-14}/7\text{d}$	1976
日 本	RRL	$(2-3) \times 10^{-14}/10\text{sec}$		1968
瑞 士	LSRH	$5 \times 10^{-14}/100\text{sec}$	$2 \times 10^{-13}/\text{d}$	1969

五、工程用氢钟的进展

点,十多年来一直在研究小型、轻便和低耗电并且能够在各种环境下长期工作的氢钟,以适应地面搬运和空间飞行的需要。

氢钟因为具有体积大、笨重和耗电多的缺

GSFC 研制的地面搬运钟,性能很好。其中

NP 系列四台氢钟,多年来已经实用于具有各种目的的科学试验,四台氢钟已搬运共达 57 次,行程 11 万哩,连续工作时间累计达 25 年。长期的试验表明,氢灯、氢源提纯器和贮存泡寿命均在 6 年以上,离子泵也能可靠地工作几年^[18]。

十多年来,SAO 一直从事飞行氢钟的研制。最近研制成的新一代飞行氢钟,能经得起多种环境的冲击,结构紧凑,体积约为 0.6m^3 ,物理和电子学系统全装在一个机柜内。测得的长稳和短稳均达到世界最好水平 ($1 \times 10^{-13}/\text{sec}$, $2 \times 10^{-15}/\text{d}$)^[3]。另外,美国 RCA 和修斯实验室^[19]等也在研制更小的卫星氢钟,估计只重 38kg,体积约为 0.09m^3 ,耗电 55W,预期稳定度为 1×10^{-14} 。

在飞行氢钟中,特别要求体积小,因此根本的是降低谐振腔的体积。小体积的 TE_{111} 腔氢激光器已于 1976 年获得成功。据估计,激光器体积可降至 0.035m^3 ,重量为 23kg。最近 Peter^[19] 在腔的设计上采用集中参数电容和电感,大大地降低了腔的体积,使整个激光器的体积只有 0.006m^3 ,差不多只有通常氢激光器体积的百分之一,从而可能发展成一种超小型的氢钟。

六、氢钟的主要应用

下面简单介绍一下利用氢钟特优的稳定度进行的一些基础科学和尖端的技术研究。

1. 射电天文和地球物理学研究

把氢钟作为长基线射电干涉仪的本振部分,可以更加精确地观察象类星体、脉冲星等宇宙射电源的大小、位置和其特性。射电干涉仪和光学干涉仪一样,都是利用相干光程差产生干涉条纹的原理。长基线干涉仪比短基线干涉仪具有更高的分辨率。但因两站基线很长,不可能象短基线那样,通过电缆或微波接力来产生公共本振,而必须用独立本振。图 8 是长基线干涉仪的原理图。来自射电源的信号,被外差接收。在每个干涉仪的终端,把中频信号用

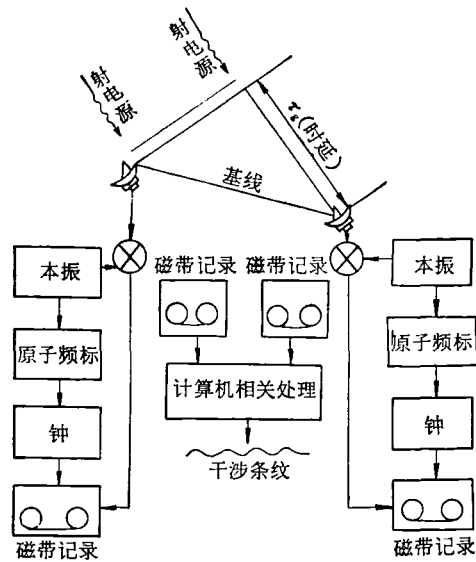


图 8

磁带记录下来,送到计算机作相关处理,得出干涉条纹。由观测的时间延迟和条纹率可以得出射电源的位置、大小和基线的长度。但因本振是独立的,故要求在两站接收时刻需要精确同步和中频信号保持相干。这就对本振的稳定度提出了很高的要求(特别是为了提高测量精度需要对干涉条纹的相位进行测量时)。计算表明,本振的稳定度需要优于 10^{-14} 。这在目前只有氢钟能胜任。把长基线干涉仪用于大地测量,可以极精确地测出地球上的位置和距离,采用稳定度优于 10^{-14} 的本振,可以实现几个厘米的测量精度。这样就可以极精确地监视大陆的漂移、地壳的移动、断层的隆起,从而有可能来预报地震。

2. 验证相对论

广义相对论预言,在引力场中原子的辐射频率会因其引力势不同而有所变化。在地球重力场的情况下,处于不同高度的原子,其辐射频率会有所不同。高出地面 h 的原子钟,其频率要比地面原子钟相对偏高 gh/c^2 (其中 g 为重力加速度, c 为光速)。以往验证这个预言的实验,其精度为 10^{-2} 。随着空间飞行技术的发展,特别是有了氢钟以后,就可以用火箭把氢钟送入空间,通过与地面氢钟的比较来测量飞行

钟经历不同高度时重力势对钟的频率的影响。1976年6月，NASA-SAO做了这个实验，以高到两个量级（即 2×10^{-4} ）的精度对这个预言作了验证。

3. 空间全球性导航定位

美国计划于1980年或1981年发射建立一个全球性定位系统（GPS）^[20]它由24个载氢钟的卫星组成。该系统发射准确的定时信号，通过比较来自各个时间同步的卫星钟的传输信号的时差来确定目标在全球的位置，其定位精度为30呎。要求氢钟稳定度优于 1×10^{-14} 。

此外，国外还用氢钟研究地极运动，地球旋转的变化和绘制星图等。当然也用于其他高精度的导航跟踪系统和作为各种高精密度测量的时频标准以及鉴评实验室铯钟。

参 考 文 献

[1] H. M. Goldenberg D. Kleppner and N. F. Ramsey *Phys. Rev. Letters*, **5** (1960), 361.
 [2] H. Heilwig, Proc. 28th Annu. Sym. Freq. Cont., (1974).
 [3] M. W. Levine, R. F. C. Vessot and E. Mattison, Proc. 32th Annu. Sym. Freq. Cont., (1978).
 [4] V. S. Reinhardt, J. Lavanceau, Proc. 28th Annu. Sym. Freq. Cont., (1974).
 [5] D. Kleppner et al., *Phys. Rev.*, **126** (1962), 603.
 [6] D. Kleppner et al., *Phys. Rev.*, **138** (1965), A972.
 [7] L. S. Cutler et al., *PIEEE*, **54** (1966), 136.
 [8] H. E. Peters, Proc. 5th NASA/DOD PTTI Meeting; (1973).
 [9] D. Morris, K. Nakagiri, *Metrologia*, **12** (1976), 1.
 [10] E. S. Sabisky and H. E. Peters, Proc. 31th Annu. Sym. Freq. Cont., (1977).
 [11] R. F. C. Vessot, M. W. Levine and E. Mattison, Proc. 9th Annu. PTTI Meeting, (1978), 549.
 [12] S. B. Crampton and H. T. M. Wang, Proc. 28th Annu. Sym. Freq. Cont., (1974).
 [13] S. B. Crampton et al., *Phys. Rev. A*, **12** (1975), 1305.
 [14] E. E. Uzgiris and N. F. Ramsey, Proc. 22th Annu. Sym. Freq. Cont., (1968).

[15] P. W. Zitzewitz and N. F. Ramsey, *Phys. Rev. A*, **3** (1971), 51.
 [16] P. Debely, *Rev. Sci. Instr.*, **41**(1970), 1290.
 [17] P. Petit et al., *Metrologia*, **16**(1980), 7.
 [18] V. S. Reinhardt et al., Proc. 30th Annu. Sym. Freq. Cont., (1976).
 [19] H. E. Peters, Proc. 32th Annu. Sym. Freq. Cont., (1978).
 [20] W. B. Bridges et al., ADA 016284.

附录 术语简释

频率稳定度：由于各类噪声的影响，一台原子钟运转后的频率会呈现随机起伏。频率稳定度就是对其频率保持恒定程度的量度。根据是用含时间 τ 的函数还是用含傅氏频率分量 f 的函数来描述，频率稳定度又可以分为时畴和频畴两种表征方式。时畴用 $\langle \sigma_y^2(N\tau) \rangle$ 表示，它是取样时间 τ 内的平均频率的相对起伏 $y(t)$ 的 N 次取样平均方差的平均值(T 是相继测量开始时的时间间隔)。由于当 $N \rightarrow \infty$ 时，它可能发散，近年来已公认采用 Allan 方差 $\langle \sigma_y^2(2, \tau, \tau) \rangle$ (即 $N = 2, T = \tau$) 来表示：

$$\langle \sigma_y^2(2, \tau, \tau) \rangle = \sigma_y^2(\tau) = \frac{\langle (\bar{y}_{k+1} - \bar{y}_k)^2 \rangle}{2},$$

其中 \bar{y}_{k+1} 和 \bar{y}_k 分别是第 $k+1$ 和 k 次的取样时间内的平均相对频偏。

频畴则以频率起伏的噪声功率谱密度 $S_y(f)$ 来表示。时畴和频畴频率稳定度可以通过一定的关系式转换。时畴频率稳定度是取样时间 τ 的函数。依据 τ 的长短，又可以分为长期和短期频率稳定度（简称长稳和短稳）。但并没有严格界限，一般可认为 τ 大于1天为长稳， τ 在小时以下为短稳。

频率准确度：原子钟的准确度是其实际频率值与定义值或标称值保持一致程度的量度。其相对偏差即为准确度。定义值就是原子在不受任何作用时（所谓自由原子）跃迁的频率值。但是，实际原子钟的原子是非自由的，受到各种微扰，这些微扰会带来频移。在测定这些频移时，不可避免会有误差，使得钟的实际频率值与定义值不一致。这些误差的统计累加，再除以定义值，即得到其准确度。其值越小，表示准确度越高。

承 接 广 告

本刊经批准从现在起承接国内、外广告业务，拟登广告的单位请与我刊联系。

北京市603信箱《物理》编辑部（邮政编码100080）