

电子学译丛

上海市电子学会編译委员会編

7

上海市科学技术編译館

电 子 学 译 丛

第七輯

上海市电子学会編译委员会編

*

上海市科学技术編译館出版

(上海南昌路59号)

新华书店上海发行所发行 各地新华书店經售

商务印书館上海厂印刷

*

开本 787×1092 1/16 印张 8 1/2 字数 263,000

1964年10月第1版 1964年10月第1次印刷

印数 1-5,500

編 号 : 62 · 227

定 价 : 1.10 元

目 录

1. 四米互作用长度铯原子束标准的工作和改进	1
2. 振荡器短周期和长周期稳定度的精确测量技术	8
3. 高精度石英晶体控制频率发生器的性能	11
4. 介质材料介电常数及功率因数的测定	15
5. 900 兆赫取样示波器	28
6. 关于 Q 表的一些问题	36
7. 一级计量站用的高精度微波衰减标准	38
8. TF 1389 型毫微秒脉冲发生器	44
9. 毫微秒信号取样示波器	50
10. 测量几分之一毫微秒脉冲特性的简易方法	58
11. 三腔圆极化波导定向滤波器	65
12. 毫米波损耗与延迟的测量系统	71
13. 存储式示波器	79
14. 直视记忆管	90
15. 电子顺磁共振波谱仪	94
16. 晶体管数字式电压表	104
17. 晶体管化五位数数字式电压表	110
18. 同步示波器电路	115

1. 四米互作用长度铯原子束标准的工作和改进^①

Peter Kartaschoff^②

《IRE Transactions on Instrumentation》1962年12月 p. 224~230 (英文)

本文探讨了影响长铯原子束标准的准确度的因素,介绍了两年的工作成果。当信噪比足够时,增加互作用长度可以减小线宽度,从而也减小测量线中心的误差。将使晶体振荡器同步至振点的伺服所用的调频之非线性误差低于 1×10^{-11} ; 其它的伺服误差是较小的。所述可变 C 场的测量技术和可以退磁的阿姆可 (Armco) 铁屏蔽减少由于 C 场的不稳定性的误差到 1.2×10^{-12} 。空腔谐振器的相移效应是低于 1.5×10^{-11} 。在良好条件下用 4.6 秒的平均时间一次测量的标准偏差为 2.7×10^{-11} 。考虑到全部效应,包括微波功率和空腔谐振器的调谐,公布的准确度的数据是 $\pm 3 \times 10^{-11}$ 。对应于美国频率标准 (USFS) 进行的两年的甚低频比较,符合度约为 $\pm 10^{-10}$ 。

緒 言

在瑞士钟表工业研究所从事铯原子束频率标准的工作是由邦拿诺密 (J. Bonanomi) 和本文作者于 1958 年开始的。其目的是用铯原子束补充当时用于纽撒德尔 (Neuchâtel) 的氨脉泽 (Maser) 标准,以便进行相互比较,并获得一个比单束 $N^{14}H_3$ 脉泽的准确度更高的标准。头一套装置,具有 1 米互作用长度,已于 1959 年开始运用。根据用这个小的实验模型获得的经验,在 1959~1960 年制成了一个具有 4.1 米的互作用长度^[2~4]的机构。

自 1960 年 6 月以来,这个长束机构通过经常校准纽撒德尔天文台的石英钟,而作瑞士的频率和时间的基本标准。本文的目的是要叙述应用的测量技术和探讨影响准确度的一些因素。

铯原子束频率标准的原理是应用铯原子的 $F=3, m_F=0 \longleftrightarrow F=4, m_F=0$ 的基态间的超精细跃迁是众所周知的^[5~8],在此不加重述。图 1 表明本装置的主要尺寸。获得的线宽度是取决于铯源和检测器的位置(速度选择),范围在 25 赫与 40 赫之间,观测到的谐振曲线的幅度对于窄线是较小的,在正常工作时,将线调整到 35 赫。

具有结构细节的照片的比较详细的叙述,已于别的文章中示出^[2~4]。图 2 示出这个原子束射管以及与之相结合的电子设备的照片。电子系统的方框图示出在图 3 中。

影响标准的准确度的因素可以分成两类。我们

首先来讨论在最大跃迁几率时斜率为零的点定义为线中心的测量问题。此测量是服从于束电流的随机

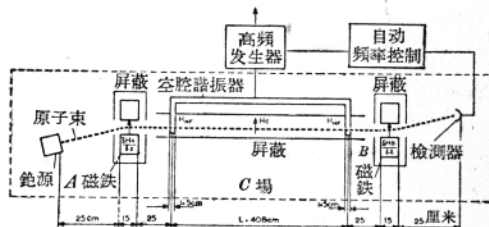


图1 LSRH 原子束频率标准的概要图

磁铁 A 和 B 的空隙宽度为 4 毫米, 铯源和检测器的缝隙有 0.7×10 毫米长

注意: 示出的空腔谐振器不是它的正确位置, 而是旋转 90° 绘入图面的

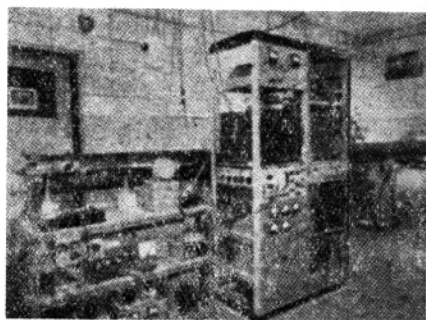


图2 LSRH 原子束频率标准

① 收于 1962 年 8 月 15 日, 这是在 1962 年精密电磁测量国际会议上提出的第 8、2 号论文。本报告所作工作是得到瑞士钟表工业协会的赞助——原注

② 瑞士, 纽撒德尔, 瑞士钟表研究所 (LSRH)——原注



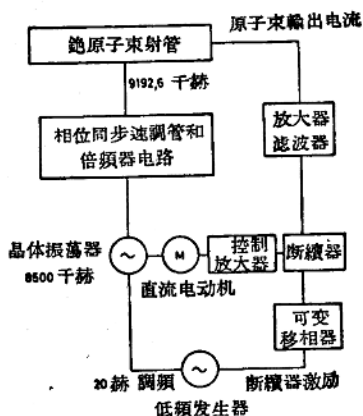


图 3 电子电路的方框图

起伏，又依从于为了使激励振荡器同步到线的中心而应用的电子伺服系统所引起的系统误差。这些误差是与线宽度成比例，并且显示出应用长的互作用距离的优点。然而，第二类因素的影响用长的互作用距离是很难减小的：塞曼效应移动整个谐振曲线的位置，而且由于 C 磁场的值的不稳定性所引起的误差是不依从于线宽度。至于互作用空间的有效磁屏蔽的结构由于长度的增加而变得更加困难。

分离的振荡场间的相位关系与原子束的相互影响，根据诺姆塞 (Ramsey) 的方法也可以引起系统的漂移，纵然由一给定的相位差所产生的漂移是与线宽度成比例，但由于微波结构中的不对称所引起的相移是与它的长度成比例，所以净的效应也是与互作用长度无关。此时，较窄的线的唯一优点在于相位差引起一个不对称幅度；但作为判据，幅度的不对称是不够灵敏的。

至于我们测量所用的测量技术包括了对于各个不同数值的 C 场产生电流及 C 场的两种极性时的频率测定。这表明有剩余场存在，而且也由于高频和直流场的局部不均匀性使线的失真依变于一定极性的现象得以补偿。

伺服系统

应用一个电子伺服系统将激励微波系统的晶体振荡器的频率同步到原子的谐振点，比用人工调节晶体振荡器的较为缓慢的方法是具有实际优点，然而伺服系统可以引起系统误差。

这个伺服方法是用一个调频微波信号馈给原子束射管。由于长的互作用距离造成的缓慢响应导致至选择一个 20 赫的低调制频率。用一个由 20 赫发生器带动的电气机械动作式断续器把出现于原子束检测器输出端的交流信号变换成一直流误差信号。此直流误差信号驱动一个直流电动机来使晶体振荡器的频率受到反映。由于本伺服系统是积分式的，所以振荡器的一条支路是不会引起系统误差的；然而，系统误差是能够由其它的原因来造成，如：

- 1) 频率调制的非线性；
- 2) 断续器接触时间的不均衡；
- 3) 驱动电动机的直流放大器中的零位漂移；
- 4) 由于减速齿轮中的回差和磨擦及电动机随转向而变的起动转矩所造成的动态误差。

当系统在工作时，这些伺服误差值是能测定的并且可以采用一些方法使它们与其它误差相比较可以忽略。由于伺服误差是与线宽度成比例的，它们随着一个长的互作用距离而趋于更小。

非线性

在微波信号上 20 赫调频的频偏是小于线宽度的；所以线中心可以用一束电流 I 的简单的二次式来近似：

$$y = \frac{I - I_{\max}}{I_{\max}} = 1 - \frac{x^2}{2}$$

式中 x 表示化成线的单位半宽度的频率，即

$$x = \frac{\nu - \nu_1}{\Delta\nu} = x_1 + a \sin \omega_m t$$

ν 为瞬时频率， ν_1 为线中心的频率， $2\Delta\nu$ 为线宽度， x_1 为归一化的载频，而归一化的偏差 $a < 0.1$ 。忽略由于束中原子的有限速度引起的相位滞后，输出电流的波形就可描述为

$$y(t) = 1 - \frac{a^2}{4} - \frac{1}{2}x_1^2 - ax_1 \sin \omega_m t + \frac{a^2}{4} \cos 2\omega_m t$$

断续器前的放大器只保留上式中的交流项。

假若断续器的动作是完全均衡的，则包含二倍调制频率的项平均为零。 $-ax_1 \sin \omega_m t$ 项在 $x_1 = 0$ 时为零，并随着载波频率经过谐振点而改变符号。在平方律非线性的最简单情况下，可得

$$x(t) = x_1 + a \sin \omega_m t + b \sin^2 \omega_m t$$

于是输出电流的奇次谐波项为

$$y(t) = -a \left(x_1 + \frac{3b}{8} \right) \sin \omega_m t + \frac{ab}{8} \sin 3\omega_m t$$

若第一项为零，则可得

$$\alpha_1 = -\frac{3b}{8}$$

在大多数情况下,第二项的影响是可以忽略的,百分之五的平方律非线性($b=0.05a$),用 $a=0.1$ 和 $4\nu=20$ 赫就会得出一个 4.1×10^{-12} 的系统漂移。由于 b 和 a 都不是独立的,所以由非线性引起的漂移是服从于调制电压的幅度。线性度的一个简单测试是测量同步晶体振荡器的频率和调制电压的关系。图4示出此测试的一个实验结果,表明非线性的存在并不会引起严重的漂移。

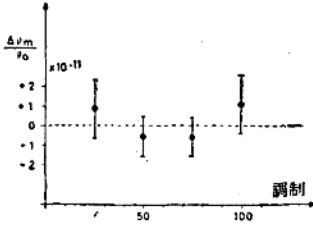


图4 同步振荡器频率的漂移率为调制幅度的函数(任意单位,正常调于60)

断续器的不平衡

断续器接触时间的不均衡,造成一个系统误差;这是因为原子束电流波形中的偶次谐波项平均不再为零。在断续器之前,对信号加以适当的滤波,则能减少此不平衡的效应。在我们的系统中,我们用了—个双T型网络,调谐到调制频率的二次谐波,又对较高次谐波用了—个阻容低通网络,如此滤波同样的除去了由于非线性造成的 $3\nu_m$ 项的影响。

断续器性能的简单测试是颠倒断续器输入和直流电动绕组的极性来进行的。由于此种不平衡引起的任何误差就会改变符号,而且观测出的漂移就会是系统误差的二倍。在实际系统中,无滤波器时观察到的误差为 $2 \sim 5 \times 10^{-11}$ 滤掉二次和较高次谐波时,则没有可测得出的效应剩下。

利用可变C场的测量技术

均匀的弱磁场,通常称为C场,把它加在相互作用的范围內是为了保持这些原子在它们各自的 m_F 能级;C场对测得的跃迁频率的影响是按熟知的关系式

$$\nu = \nu_0 + 427 \bar{H}^2 \text{ 赫}$$

式中 $\bar{H}^2$ 用(奥斯特)²,是取整个相互作用范围中C场的均方值。场强为零的 ν_0 值依 A_1 时间刻度为*

$$\nu_0 = 9, 192, 631, 770 \text{ 赫}$$

这是由马可威兹(Markowitz),赫尔(Hall),爱森(Essen)和派瑞(Parry)所推荐的^[10]。由于频率 ν_0 是不能直接测量的,所以频率标准的准确度就受测量值 $\bar{H}^2$ 的准确度所限制。

为了保持C场的校准在控制下,以便进行石英晶体钟的常规频率测量,我们采取了如下的测量技术:用不同的 I_H 值和 I_H 的两个极性作了一系列的测量,以替代在C场激励电流 I_H 的一个固定值下进行测量**。

假若在全部分作用空间的平均剩余磁场为零时,对于一个给定的电流,对应于其两个极性,我们只得到相同的数值。事实上决非如此,我们至少可假设一个这样形式的不均匀剩余磁场

$$H(x) = H_0(x) + cI_H$$

x 是原子束方向的坐标,而 $H(x)$ 垂直于原子束。为了简单起见,假定场电流系数 c 对于 x 而言为常数。则C场的均方值为

$$\bar{H}^2 = \bar{H}_0^2 + 2cI_H \bar{H}_0 + c^2 I_H^2$$

我们现在分别取对应于 $+I_H$ 和 $-I_H$ 时所测得的 ν_+ 和 ν_- 两个值的平均值 $\bar{\nu}$ 。消去上述方程式中的第二项,而且把 $\bar{\nu}$ 作为 I_H^2 的函数,我们就得到一条直线,交纵轴于

$$\nu_m = \nu_0 + 427 \bar{H}_0^2$$

用此外推法,由于C场不稳定引起的误差是等于 $427 \bar{H}_0^2$ 。用熟知的检验C场值的方法是不能测定 $\bar{H}_0^2$ 的。利用测量高频跃迁的低频,其频率与 H 呈线性关系^[6,8],仅能对 $\bar{H}_0$ 的平均值加以测定。然而,均方值 $\bar{H}_0^2$ 通常是不等于平均值的平方 $\bar{H}_0^{2*}$ 。用—灵敏的磁强计探头进行直接测量,只能得到 $\bar{H}_0^2$ 的一个估值^[12]。场的测量结果在IV中给出。上述的外推法不仅是用于补偿场方程中的 $2cI_H \bar{H}_0$ 项,而且也能用于某些依变于场方向的线失真如密尔曼(Millmann)效应及芮姆塞所叙述的类似现象^[5,9]。

磁屏蔽

瑞士钟表研究室的管子在工作的一段时间中,采用了好几种类型的坡莫合金屏蔽。经仔细退

* A_1 为原子时——译者注

** 在C场的颠倒中,看不到谱幅度的变化,然而平均束电流是有变化的。这是由于Majorana跃迁;若C场与A和B场相反,则此现象更为常见——原注

*** 原文误为 $\bar{H}_0^2$ ——译者注

火后的各坡莫合金片,其性能是良好的;但一般經二到三个月的工作后,剩余磁場就增加到四十毫奥,而且这种剩余磁場是很不均匀的。

我們认为这是由于不可避免的应力作用在4米长的屏蔽結構上造成的。用較厚的阿姆可鉄片制成的屏蔽实验,显示出屏蔽质量有較好的稳定性。为了要抑制屏蔽本身的任何剩余磁性,又給它装置了退磁线圈。图5示出一个此型屏蔽的1米部件。退磁以前的剩余磁場約为20毫奥,經用过50赫的交流,从50安的起始电流减少到零的退磁处理以后,就降低到1~2毫奥。把四段屏蔽构件(图5)装接在一起就对互作用区間形成420厘米的屏蔽。用一饱和鉄心式磁强計^[12]对1米部件测量得出的数值在图6中給出,而对于整个結構的值則示于图7中;对于后一情况已作了四次連續的測量,并在每两次測量間进行退磁处理。

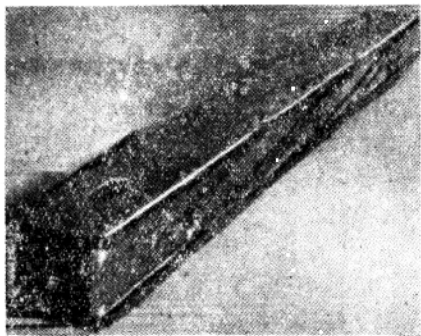


图5 用3和6毫米的阿姆可鉄片制成的1.05米的互作用区間磁屏蔽部件。退磁线圈是由具有8×1毫米截面的銅带4×3匝組成,全部线圈联接成串联

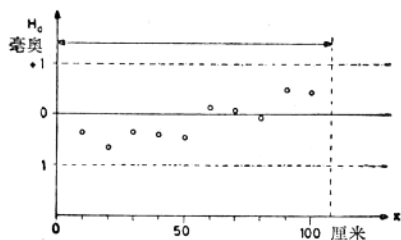


图6 如图5的1.05米屏蔽部件中的剩余横向磁場

这些測量結果表明,有效剩余磁場是低于五毫奥的。应用上述的外推法,由于C場不稳定所引起在測定 ν_0 中的剩余誤差是小于 1.2×10^{-12} 。后来采用低频跃迁的測量給出平均剩余磁場在 ± 2 毫奥左右,这是更为理想的数值。

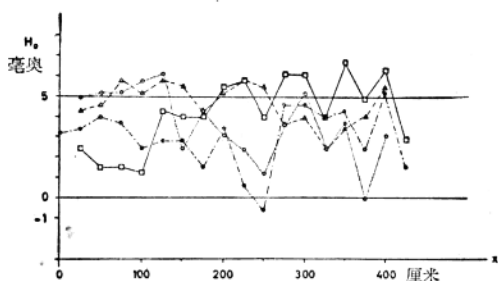


图7 在4.2米的屏蔽結構中的剩余横向磁場。示出四次連續的測量,在每两次測量之間經退磁处理。在測量时管軸方向为东北—西南

微波空腔諧振器

用近似式給出对应于一小相移 δ 的諧振频率的偏差率为

$$\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} = \frac{\delta}{\pi \cdot Q}$$

式中 δ 是相位差的弧度值,而 $Q = \nu_0 / 2\Delta\nu$,它是原子束射管的品质因数。高频磁場与原子束相互作用間的相位关系需要很严格的控制,因为当 $\delta = 10^{-2}$ 弧度和 $2\Delta\nu = 30$ 赫时,造成的频率率約为 1×10^{-11} 。

在一单諧振无损耗的結構中呈現的是一純駐波图,其相位移为零。事实上,損耗和輕微的电的不对称的出現就使得在这結構两端的場間有小的相位移。

取一級近似时,可以将这空腔諧振器看做是一段終端短路的諧振傳輸綫,而且当整个的半波长数 n 为偶数时在中点受电流发生器激励,当 n 为奇数时则受电压发生器激励。假若代表磁場的电流在終端是同相的, n 必需为偶数。若进行激励的电流发生器不是准确的位于綫的中点,而向一边偏了一个小的距离 $\xi \ll \lambda_g/2$,則所造成的相位移由下列关系式給出

$$\delta = \alpha L \beta \xi \text{ 弧度}$$

式中 α 是衰减常数,用奈培/厘米为单位; L 为空腔諧振器的长度,用厘米为单位; $\beta = 2\pi/\lambda_g$ 为相位常数,用弧度/厘米为单位;而 ξ 为激励点与空腔諧振器的电中点間的距离(見附录)。对于RG52/U型波导,我們近似的有 $\alpha = 10^{-4}$ 奈培/厘米, $\beta = 1.5$ 弧度/厘米。若对于一个 $L = 420$ 厘米的总长度,我們希望 $\delta > 10^{-2}$ 弧度,則不对称值 ξ 应小于0.16厘米*。

* 原文“不对称值 ξ 小于0.16毫米”应为0.16厘米;若为0.16毫米时,則前面的“ $\delta > 10^{-2}$ 弧度”应改为“ $\delta > 10^{-3}$ 弧度”——譯者注

在此简单的近似式中, 我們已經忽略了在激励点可能有的耦合阻抗的效应。用了两个不同的空腔諧振器作了测量: 第 I 号空腔諧振器具有 $n=187$, 亦即場是反相的, 造成一个倒轉的諧振图形; 第 II 号是实际上的空腔諧振器, $n=188$ 。可以把它任意一头向前的装置在管中, 也就是按毛克勒(Moekler)等人^[8]所叙述的方式能够把两个振蕩場互换。

从空腔諧振器 I 换到空腔諧振器 II, 又把空腔諧振器 II 加以倒轉, 产生的漂移均低于 3×10^{-11} 。此数据是保守的, 因为在变换空腔諧振器时铯原子束射管抽气需要几天时间, 而这个数据包括了两个石英钟在这段时期中的不稳定性。

測量結果

短期穩定度

被测数值的短期起伏是依从于一些随机的效应, 如原子束流的起伏, 激励振蕩器的短期稳定性, 伺服系統的性能及用来作校正的石英钟的短期稳定性。外面的条件如动力綫电压的起伏和原子束机构中的真空度是随時間而变的, 因而影响系統不同部分的稳定性。

对应于一个稳定的 1 兆赫晶体振蕩器测定了短期的稳定性。用此 1 兆赫晶体和同步到原子諧振的 8.5 兆赫的激励振蕩器作了比較。每一次测量的平均时间是 4.6 秒。計数器的分辨能力, 也就是频率变化率相当于最末有效数字的一个单元, 是 2.8×10^{-12} 。

总共 1340 次的单个测量, 可以集成十組連續值, 并进行了分析。在不同的实验条件下作出了数組测量, 目的在于掌握系統全面的性能。为了消除 1 兆赫晶体的老化和慢漂移, 已把每一組的平均值归化为零, 并計算了各个点的标准偏差 σ_i 。假定是按正常的分布, 平均值的标准偏差 σ_M 就会小三倍。标准偏差的百分率分布 F 示于图 8 中。全部测量中各个点的标准偏差計算值 σ_T 为 3.56×10^{-11} , 而对于十次連續测量中的每組标准偏差計算值则为 1.12×10^{-11} 。图 9 表明每十次测量为一組的平均值附近的各別测量的抽样分布。图 9(a) 表示在良好实验条件下取得的一組 600 次测量, 图 9(b) 表示在不利的条件: 如真空度不佳, 严重的动力电源起伏等情况下所取得的类似次数的一組测量。相应的 σ_i 值分别为 2.7×10^{-11} 和 5.6×10^{-11} 。图 9(a) 的非随机分布表示伺服系統的缺点, 这是由于齿輪的回差

及伺服电动机两个旋轉方向不等的起動轉矩所致。

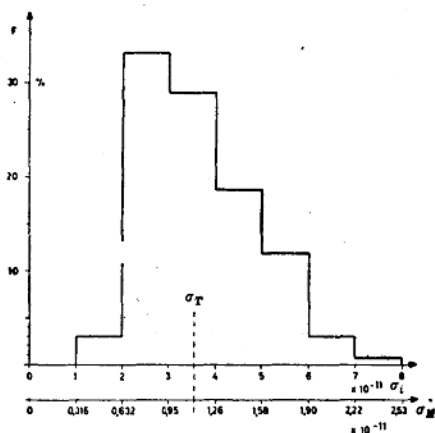


图 8 测量的频率的统计百分率 F , 是根据每組十次测量的 134 組的分析平均, 时间为 4.6 秒

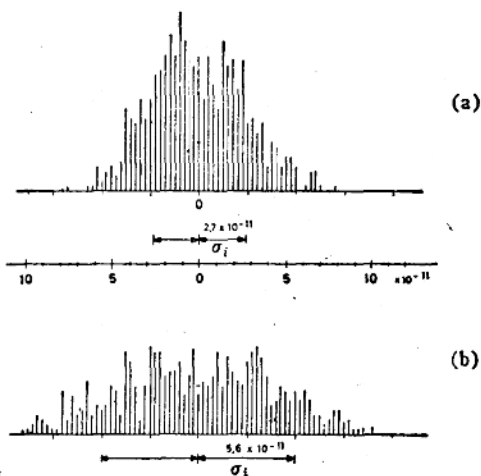


图 9 测量的分布: (a) 在良好实验条件下; (b) 具有真空度不佳或严重的动力电源起伏。每一分布的测量总数约为 600

石英钟的每一次完全的校正, 包括对于五个不同的 C 場电流值及两个极性所获得的兩組十次测量, 也就是 200 次单个测量。 C 場电流自 0.1 ~ 0.3 安变化, 相当于 H 自 36 到 108 毫奥范围内变化。計及电流調节的百分之一的再现性, 外推的零場频率的标准偏差约为 7×10^{-12} 。然而, 总的校正精确度是受石英钟在测量周期中有每小时 7×10^{-12} 的随机漂移的限制。石英钟沿理想直綫漂移的逐日起伏约为 $\pm 2 \times 10^{-11}$ 。

功率和空腔諧振器調諧的效应

图 10 示出饋給空腔諧振器的微波功率的变化在外推零場頻率 ν_m 上的影响。取頻率為 ν_i 时得到最大跃迁几率的功率为零分貝；其絕對值取决于速度选择和空腔諧振器的匹配，約為 4 毫瓦。图 11 示出 ν_m 与空腔諧振器的失諧关系，它是在正常应用的 -2.5 分貝功率电平下定测的。

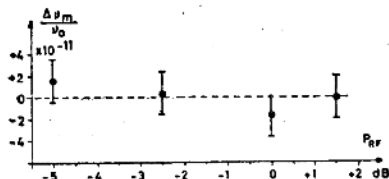


图 10 外推頻率的漂移率为激励功率的函数

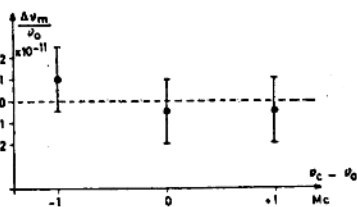


图 11 外推頻率的漂移率为空腔諧振器調諧的函数

与其它頻率标准的比較

图 12 示出在紐撒德爾天文台与 GBR 和 NBA 的甚低頻发送进行了两年的比較所作的記錄^[13,14]。图中示出的是每个月逐日比較的平均值。我們看到除了起始周期之外，在 NBS 保持的美国頻率标准与紐撒德爾之間的一致程度是比它和其它标准的比較要接近一些。

从 1961 年 7 月到 1962 年 3 月，LSRH 标准頻率較 USFS 高 8×10^{-11} 。这是由于在 1961 年 6 月底对坡莫合金屏蔽作的一次修改。新的阿姆可铁屏蔽已于 1962 年 3 月正式装上使用。

图 13 示出于 1962 年 6 月与哈佛大学克洛夫特实验室的新的原子钟 S 202 作出的一个新近的比较記錄。用箭头表示在紐撒德爾校对的日期。

准确度

加上外部参数对被測頻率的各種影响，我們現在得到 3×10^{-11} 的准确度。事实上，此数据与其說是决定于本标准固有的可能性还不如說是由外界影响的測定誤差所决定。我們希望用其它原子标准作就地的比較来加以改进。

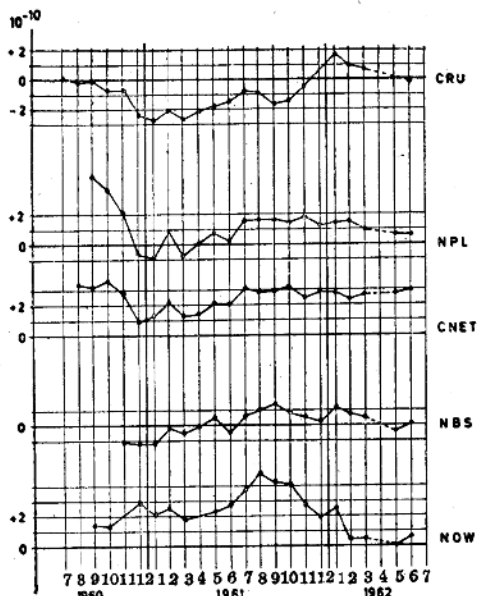


图 12 通过 GBR (16 千赫) 与 NBA (18 千赫)，甚低頻发送，測得 LSRH 頻率标准的 $f_{LSRH} - f_{其它标准}$ 逐月的偏差。記錄于紐撒德爾天文台

CRU: 美国，麻州，劍桥，哈佛大学，克洛夫特实验室

NPL: 英格兰，中塞克斯，特丁頓，国家物理研究所

CNET: 法国，賽納，巴尼国家电信研究中心

NBS: 美国，科罗拉多，波尔德，国家标准局 (USFS)

NOW: 美国，首都华盛顿，美国海軍天文台

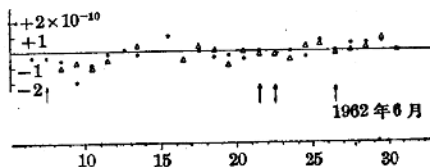


图 13 对应于美国，麻州，劍桥，哈佛大学，克洛夫特实验室的原子钟 S 202，于 1962 年 6 月作的甚低頻比較 ($f_{LSRH} - f_{克洛夫特}$) 的記錄，实圓点表示接收 GBR 的，三角形为 NBA 的。在 LSRH (瑞士钟表工业研究所) 的校对日期用箭头表示

附录

諧振傳輸綫中电流的相移

研究一段长度为 x 的短路傳輸綫在輸入端受电流 I_0 激励。由傳輸綫理論^[15]，我們知道短路电流 I_s 是由下列关系式給出

$$I_s = \frac{I_0}{\cosh \gamma x}$$

式中 $\gamma = a + i\beta$ 为传播常数。假定损耗是小的, 即 $a x \ll 1$ 则 I_s 与 I_0 间的相角为

$$\operatorname{tg} \phi = -a x \operatorname{tg} \beta x$$

用两个谐振短路节来表示空腔谐振器, 在它们的连接点受电流发生器激励。总长度 L 是

$$L = x_1 + x_2 = \frac{n\lambda_g}{2}$$

n 为偶数, x_1, x_2 为两节的长度。微小的不对称, 其表示式为

$$\xi = x_1 - x_2 \quad \text{式中} \quad \xi \ll \frac{\lambda_g}{2}$$

λ_g 为波导管中的波长。整个长度是谐振的, 我们有 $\beta L = 2n\pi$, 故 $\operatorname{tg} \beta x_{1,2} = \pm \beta \xi$, 每一边的相移为

$$\phi_{1,2} \approx \operatorname{tg} \phi_{1,2} = \pm a \frac{L}{2} \beta \xi$$

所造成的相差为

$$\delta = \phi_1 - \phi_2 = a L \beta \xi$$

参考文献

- [1] 现任纽德德天文台台长——原注
- [2] P. Kartaschoff, J. Bonanomi and J. De Prins, "Description of a Long Cesium Beam Frequency Standard," Proc. 14th Annual Symp. on Frequency Control, U. S. Army Signal Res. and Dev. Labs., Ft. Monmouth, N. J., pp. 354~358; 1960.
- [3] J. De. Prins and p. Kartaschoff "Applications de la spectroscopie hertzienne à la mesure des fréquences et du temps, 2ème partie," Rend. Scuola Internaz. Enrico Fermi, Vol. 17, pp. 88~117; July, 1960; also Academic Press, New York and London.
- [4] P. Kartaschoff, J. Bonanomi and J. De Prins, Helv. Phys. Acta, Vol. 33, pp. 969~973, Sep-

tember, 1960.

- [5] N. F. Ramsey, "Molecular Beams," Oxford University Press, New York, N. Y.; 1956.
- [6] L. Essen and J. V. L. Parry, "The cesium resonator as a standard of frequency and time," Phil. Trans Roy. Soc. (London) A, Vol. 250, pp. 45~69, August, 1957.
- [7] P. Kusch and V. Hughes, "Atomic and Molecular Beam Spectroscopy," in "Encyclopedia of Physics," S. Flügge, Ed, Springer Verlag, Berlin, Germany, Vol. 37, p. 1; 1959.
- [8] R. C. Mockler, R. E. Beehler, and C. S. Snider, "Atomic beam frequency standards," IRE Trans. on Instrumentation, Vol. I~9, pp. 120~132; September, 1960.
- [9] N. F. Ramsey, "Recent Research on Molecular Beams," I. Estermann, Ed., Academic Press, New York, N. Y.; 1959.
- [10] W. Markowitz, R. G. Hall, L. Essen, and J. V. L. Parry, "Frequency of cesium in terms of ephemeris time," Phys. Rev. Lett., Vol. 1, p. 204; August, 1958.
- [12] F. Wiget, "Présentation d'un dispositif de mesure des champs magnétiques faibles," J. Suisse d'Horlogerie (to be published).
- [13] J. A. Pierce, "Intercontinental frequency comparison by very low-frequency radio transmission," Proc. IRE, Vol. 45, pp. 794~803; June, 1957.
- [14] J. A. Pierce, "Frequency Standards for Research in Radio Wave Propagation," Proc. 13th Annual Symp. on Frequency Control, U. S. Signal Res. and Dev. Labs., Ft. Monmouth, N. J., pp. 318~341; 1959.
- [15] L. A. Ware and H. R. Reed, "Communication Circuits," John Wiley and Sons, Inc., New York, N. Y., 2nd. ed.; 1944.

(宋晴珍译 程述铭校)

2. 振荡器短周期和长周期稳定度的精确测量技术

H. F. Hastings, P. B. King

《IRE Transactions on Instrumentation》I-11 1962 年 12 月 p. 248~250 (英文)

在频率和时间测量的研究中,必需对未知频率与标准频率的差值进行测量,有时候,还经常需要把差值记录下来。本文所介绍的技术和设备能够直接测量和记录 $10^{-6} \sim 10^{-10}$ 的频差。标准频率与未知频率均不需要加以消差。快得无法记录的变化则可以在示波器上进行观察。

緒 言

本文叙述的是测量和记录两个高稳定度振荡器的频差的方法。目前,对振荡器的长期和短期的性能实验室中有不少行之有效的测量方法。这些方法和技术主要可以归纳为三类:1)直接对标准频率与未知频率的差拍(基频或倍频的)进行计数;2)测量两信号相互消差的频率;3)在一个标准所选通的周期中进行频率计数。

倍频和差拍计数的方法通常需要一连串的倍频器,这就使事情变得非常累赘非常麻烦。而且使用这个方法很难解决用图表记录的问题。

消差的方法已经在一些知名的实验室中应用了数十年。然而,在这个方法中,消差频率只对这个测量有用,而且消差比较振荡器必须与标准具有同样好的性能,而且,如果不加调节,它只在一个预先选定的方次,例如 10^{10} 分之几,指示频差。

在一个选通的周期中进行频率计数不能作出图形记录也不能表示短期的变化。

误差倍增技术

本文所介绍的,是消差法的一种变型。测量中,标准频率和未知频率均不加扰动。按预先选择的数量级如 10^6 、 10^7 、 10^8 、 10^9 、 10^{10} 分之几,用一时间函数的图形表示出偏差读数。不论长期或短期,都有高速和低速记录。

本方法不测量绝对频率,全部数据都与参考标准有关。可对参考信号 F_s 进行倍频或分频,应用适当的电路以获得一个新的频率 $a/b F_s$ 。此新频率也可用作参考信号,因为它是为参考标准所同步的。未知信号 F_x 与 F_s 将相差一个频率 ΔF , 尽管 ΔF 这个

量是十分小的。未知频率 $F_x = F_s + \Delta F$ 。在此情况下,固定部分是一个任何时刻都等于标准频率的定值。

当把 F_x 倍频或分频时,误差 ΔF 的大小将直接随倍频或分频系数而变。但是,如果通过混频将 F_x 与 F_s 相加或相减,误差的大小是不会改变的。

例如,把一个 1 兆赫的标准频率 F_s 和一个标称值为 1 兆赫而实际与标准相差 ΔF 的信号(后者即未知信号)在一混频器中相减,则输出将为:

$$F_x - (F_s + \Delta F) = \Delta F \quad (1)$$

此即差拍,它可能小于 1 赫,这是一个不易处理的频率。

经过分频和倍频,参考标准信号可以变成:

$$F_s \div 10 \times 9 = 0.9 F_s \quad (2)$$

如果把未知频率和这个新的 $0.9 F_s$ 与前述同样地进行混频,则输出将为:

$$(F_x + \Delta F) - 0.9 F_s = 0.1 F_s + \Delta F \quad (3)$$

将这个频率进行倍频是比较容易的。若利用一个 10 倍的倍增器,则此倍增器的输出是:

$$10(0.1 F_s + \Delta F) = F_s + 10 \Delta F \quad (4)$$

此即原来的参考频率加上 10 倍误差。再一次相减,接着又再一次倍增,就能产生一个 1 兆赫 + 100 倍误差的输出等等。

虽然在理论上这个程序可以无限制地连续下去,但是,由于设备中第一级中的噪声或由于所观测的振荡器信号上的跳动,很快就会达到事实上的极限。例如,一个 1 兆赫信号的 0.1 度的相移,当被倍增到 10^{10} 时,就会有 1000 度或 2.7 周的相移。假如此相移发生于 0.1 秒内时,则误差倍增输出后的输出将以 27 赫的速度漂移。

設 备

图 1 是四个串接的倍增器。将参考标准信号变

成 0.9 兆赫, 然后, 未知信号与 0.9 兆赫放大器的一路输出一同饋送到第一級混頻器。混頻器的輸出送到第一級 10 倍倍增器以产生一个“ 10^7 分之几”的誤差倍增信号来供給下一級混頻器, 并依此类推下去, 产生“ $10^8, 10^9, 10^{10}$ 分之几”的誤差倍增信号。倍增器的輸出同时接到一个轉換开关的抽头上以便从未知频率或任一所希望的倍增器上取出信号供測量之用。

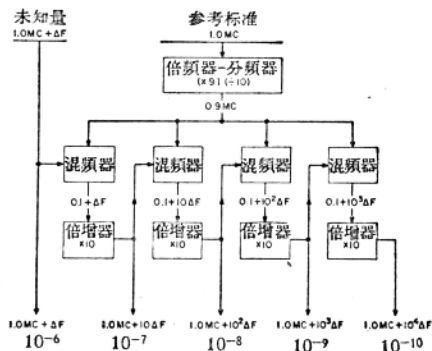


图1 誤差倍增器

如图1所示, 倍增器、分頻器和混頻器都只能接受 1 兆赫的信号。变频器用来将其它频率信号进行倍频或分频以产生所要求的 1 兆赫频率。图2所示的一些变频器可以接受的频率是 100 千赫、1 兆赫、2.5 兆赫及 5 兆赫。这些频率都是精密振荡器通常输出的频率。

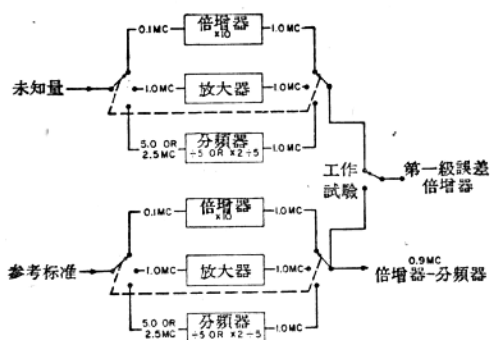


图2 輸入变频器

把 $10^4 \Delta F$ 从誤差倍增器的輸出中分离出来的方法很多, 其中最簡便的是鉴頻器。实际用的是中心频率为 1 兆赫并在 ± 10 赫范围内具有綫性特性的石英晶体鉴頻器。鉴頻器輸出的是直流电, 在此情况下, 与 1 赫每偏移 1 周, 将有 50 微安的輸出。为

了便于檢驗和校正, 鉴頻器的輸入可以直接轉接到 1 兆赫标准輸入变频器。

图3是完整的系統方块图。从示波器中可以看到輸入对 1 兆赫加倍増誤差的利薩如椭圆图形。示波器指示什么时候誤差是在鉴頻器的范围以內。同时, 通过示波器还能够观察輸入信号的瞬时变化、噪声及跳动的情况。

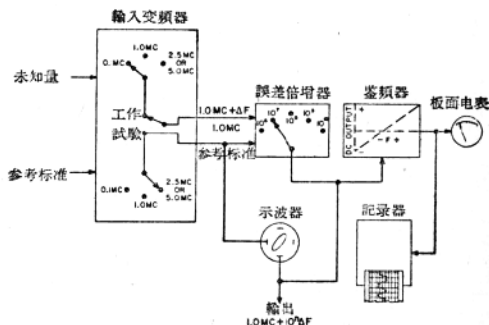


图3 頻偏計的簡化方块图

某些振荡器虽然是长周期准确和稳定的, 但是在它們的輸出上却存在着噪声以及供电电源的調制和其他調制現象。在这种情况下, 就不可能把它們的誤差倍增到 10^{10} 分之几。为了减少信号的哼声調制, 用了一个相位鎖定振荡器来滤去跳动。伺服控制电路的时间常数取得足够大以消除快的频率和幅度的变化。本文所述的設備中采用了两个这样的振荡器, 它們接在 10^8 和 10^9 誤差倍增器之后。

图4是为船舶局設計制造的 AN/URM-115 型頻偏計, 它綜合采用了变频、誤差倍增、指示、图表記錄等作用部分。

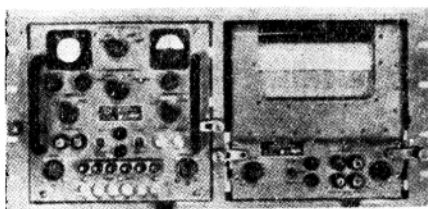


图4 AN/URM-115 型頻偏計

这个设备对未知信号有六个輸入可以使用。通过按钮开关可以选择其中任何一种。除了指示电表和記錄器以外, 还有 1 兆赫 + $10^4 \Delta F$ 信号的輸出联接端。这个輸出可以用于計数器或适当的相位記錄器。

試驗-工作开关供檢驗倍增器和电表零位調节 (下轉第 27 頁)

3. 高精度石英晶体控制频率发生器的性能^①

R. A. Sykes †, W. L. Smith †, and W. J. Spencer †

«IRE Transactions on Instrumentation» Vol I-11 1962 年 12 月 p. 243~247 (英文)

目前普遍承认的频率标准是谐振于 9.192631770 兆赫的铯原子的谐振频率。然而,由于许多原因,它还不能作为一个连续频率发生器来应用。象石英晶体控制的振荡器那样的二级频率标准则经常被用作这样用途。近来由于对振荡器、恒温槽和晶体元件设计的改进已经使制成的晶体振荡器不需经常的调整就可以使它们的频率保持在 10^{11} 分之几 (pp 10^{11})。本文将要介绍几种这样的振荡器的性能及晶体元件制造中的工艺情况和温度控制。

给出了 2.5 和 5 兆赫振荡器的平均漂移值和周期性的变化。这些兆赫数量级的振荡器的平均漂移值显现出小于 1×10^{-10} /日。而 2.5 兆赫的振荡器则小于 1×10^{-11} /日*。两种类型振荡器的短期稳定度(短于 10 毫秒的期间内)当在兆赫范围测定时为 10^{10} 分之几的数量级。

测出了来回关闭恒温槽和停掉振荡器对平均漂移值的影响。在恒温槽关闭以后,使频率达到稳定的所需时间取决于恒温槽的断温时间。在恒温槽停过 24 小时以后,振荡器的频率需要 96 小时才能恢复到正常的漂移值,而停过一星期以后若要恢复到正常的漂移值就需要五天到六天。

文中讨论了在测量频率 10^{11} 分之几的频率测量设备的重要性。比较了几种型式的测量,其中包括甚低频广播与原子钟比较以及两个晶体振荡器的互相比较。

緒 言

时间和它的倒数(频率),构成了几世纪以来对于人类已经是相当重要的一个物理概念。计算时间的方法和标准从日晷仪和滴漏开始,通过许多改进阶段已发展到精确测定地球的自转和公转的周期。在最近的十年中,一个恒定频率的物理标准几乎已普遍的加以采用,它是根据铯原子本身的 9,192.31840 兆赫的谐振频率**。

然而,时间的这个基本标准,与一般工业上或实验室中所需要的频率的参考标准是有距离的。使用者感兴趣的是一个适合于应用的参考信号,大部分在 100 千赫或者它的一些倍频或分频,并且要预先校准到给定的容许限度以内。

最方便的是采用精密石英晶体控制的振荡器来作为这样的二级频率标准。它可以定期的与一个原子谐振器相比,它可以进行直接比较,也可以通过无线电发送的标准频率进行比较。本文介绍目前在制造着的这样一种高精度振荡器的性能。这种振荡器的设计由贝尔电话实验室的安德逊(T. C. Anderson)在 1960 年的标准化和电子测量会议上作了介

绍。自那时以来,这些振荡器已经制成了数个,并且它们的一些性能也已测得。

主要的,这种振荡器是由一个精确的 2.5 兆赫五次泛音的 AT 切割晶体元件所组成,它联接在一个经改进了的皮尔斯型(Pierce type)振荡电路内。晶体元件和电路中主要确定频率的元件是放在一个二级比例控制的恒温槽内,以维持它们的温度约在 $\pm 10^{-3}^{\circ}\text{C}$ 以内。振荡器的方框图在图 1 中表示。利用一个自动增益控制回路,使晶体回路内的信号电平保持恒定,并且保持晶体电流大约为 75 微安。应用了附加放大级以获得足够的输出电平,并且使晶体元件和外部负荷电路之间进一步隔离。

晶体元件示于图 2。石英片是个圆形的一面平一面凸的 AT 切割的薄片,直径为 30 毫米而且设计在工作于它的五次泛音上的厚度剪切振动。薄片表

① 本文于 1962 年 10 月 8 日收到,在 1962 年高精度电磁测量国际会议上提出的第 8,5 号论文——原注

† 美国宾夕法尼亚,亚林敦,贝尔电话实验室——原注

* 文内所有 1 pp 10^{11} 或 1 pp 10^9 等与 10^{11} 分之一或 10^9 分之一同义——译者注

** 原文误为千赫——译者注

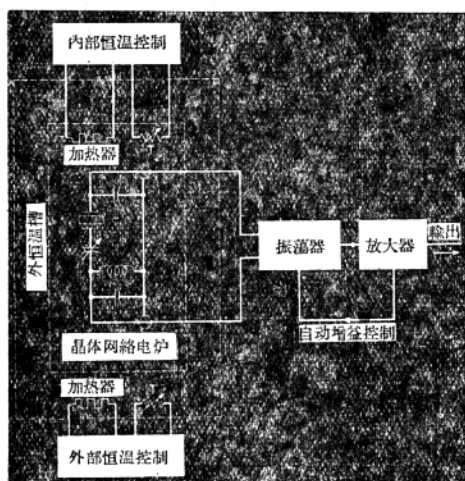


图1 2.5兆赫高精度振荡器的方框图

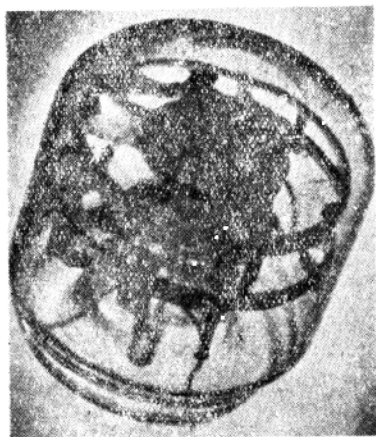


图2 2.5兆赫高精度晶体单元的照片

面主要部分是抛光的再用真空蒸鍍方法鍍上化學純金電極。用厚約 0.003 吋，寬 0.050 吋及長 0.100 吋的三根銀帶將加工好的晶片安裝在玻璃泡中。銀帶的一端用點焊法焊到嵌在玻璃底座中的導綫上，另一端是焊到燒制在石英片邊緣的銀點上。把這個組合單元先放在真空中加以烘干而後密封起來。

完成的晶体元件具有如下的电参数：

$$R \leq 80 \text{ 欧}$$

$$C_0 = 4 \text{ 微微法}$$

$$Q = 5 \times 10^6$$

性 能

稳定度特性

說明一个高精度振荡器的性能需要考虑許多因

素。頻率稍受环境温度改变的影响，也受供电电源变化的影响。而且，頻率随時間的漂移情况在很大程度上取决于振荡器自身的工作过程。振荡器开始工作，需要 12~24 小时来使晶体恒温槽达到平衡以及使晶体元件的热冲效应完全消失。

从工作的第二天开始，振荡器的頻率老化过程就按类似于图 3 上端所示的曲线进行。具有一个約为 10^{-9} /日的初始斜率而經三星期的連續工作以后，斜率就很快地达到小于 10^{-10} /日。在图 3 下方所示的曲线表明，在約經六个月的連續工作以后所預期的性能。此时，所看到的頻率老化值基本上为常数，它的斜率小于 2×10^{-10} /月。在图 3 中繪出的数据是从贝尔电话实验室的两个振荡器中的一个取得的，但是由于振荡器是流水方式制出的，所以这些数据可以认为是一个 2.5 兆赫的精密晶体单元的典型数据，只要振荡器工作于一个良好的恒温槽中并配用一个合适的振荡电路，振荡器的供电电压的稳定度达百分之一或更好些，而室内温度的变化小于 $\pm 3^\circ\text{C}$ 。这些因系，虽然不影响平均頻率漂移，但能影响逐日的頻率变化。

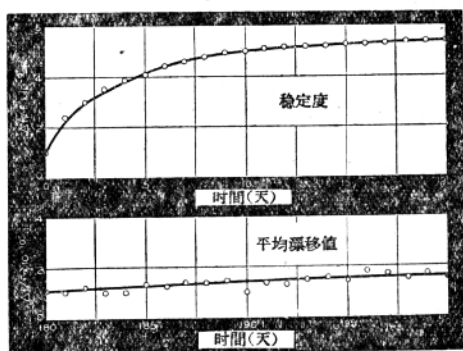


图3 典型的2.5兆赫高精度振荡器的
稳定度和漂移值

平均漂移特性

两个振荡器中的每一个的頻率在贝尔电话实验室中都用了近兩年的时间作了仔細的測定。所作的测量是将振荡器中之一直接与美国国家标准局發佈的标准頻率进行比较，又定期与鉍原子束标准^①校正。这些校正值示于图 4 中。(为了簡便，繪制的两条曲线用了一个任意的参考零点)可以看到在十八个月的时间中总的頻率改变約为 3×10^{-9} ，或者说在这个时期中的平均頻率漂移小于 2×10^{-10} /月。

① Atomichron #Nc-2001, Serial #210

需要注意的在与甚低频发播的频率校正中是有一个约 $\pm 2 \times 10^{-10}$ 的视在漂移, 这个数值是比其它文献中^{②③}所报导的稍大一些。这种漂移的存在是由于所有的数据是用一般的方法取得的, 也没有加以特殊处理过。

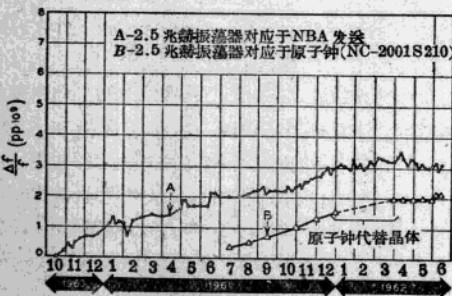


图4 2.5兆赫高精度振荡器的频率老化

第二个振荡器是不断的与第一个进行比较, 在十八个月的时间內相对于第一个振荡器的变化小于 2×10^{-9} 。在别处进行工作的几个同类型振荡器也经过了一年或更多时间的仔细校对, 而数据表明经过六到八个月的初始稳定时间以后都达到了 $2 \sim 3 \times 10^{-10}$ /月的频率漂移值。

精确的频率比较方法

目前对于一个本机振荡器与一个甚低频无线电发射的比较, 通过采用一个包括有读出相差设备的商品接收机, 是能够相当容易的来完成。然而, 要达到 10^{-10} 数量级的精度就必需在相当长的一段时期中将所得到的相位比较数据予以平均。但这仅适合于求振荡器的平均变化值, 而不能提供高精度振荡器在较短时间间隔内稳定度的数据。

为了测定每一小时之間振荡器频率的变化, 采用了两种不同的比较方法。图5中的方框图表示了这两个方法所包括的设备。第一种方法在使用上是最简单的, 仅包含一个平衡鉴相器和带状表格式记录器。当进行比较的两个频率差仅为千分之几赫时。这个方法可给出很高的准确度。由带状表格式记录器绘出正弦形的差频图形。通过适当选定记录带速, 就可以以百分之几的精度测定出每一差拍的周期。若将两个振荡器間的频率调整到 10^{10} 分之几以内, 则 10^{12} 分之几的测量准确度是可能达到的, 而所需要的测量时间为一小时。

第二个方法要用较多的设备, 其优点是每次测量的时间较短。在进行混频之前将两个信号倍频到一千兆赫, 这样得到的差频是用第一个方法所得到的

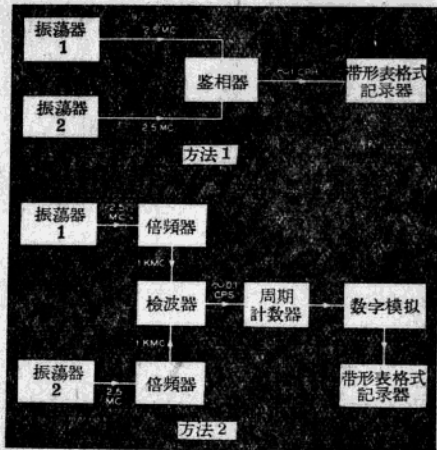


图5 频率比较的方法

CPH—周/小时 MC—兆赫
CPS—赫 KMC—千兆赫

的差频的四百倍。用一个电子周期计数器来测定拍频的周期, 再通过一个数字模拟变换器就可以应用带状表格式记录器。用一分钟量级的取样时间就能得到 10^{-12} 的准确度。然而可以预料到, 这个系统对于噪声要比上述的第一个方法敏感得多。

为了要测定频率测量的再现性, 将相同的振荡器同时接到两个测量系统, 在七十二小时的周期中记录出频差。图6表明用两个方法获得的数据, 很显然, 一致性是十分良好的, 而两个振荡器在三天中

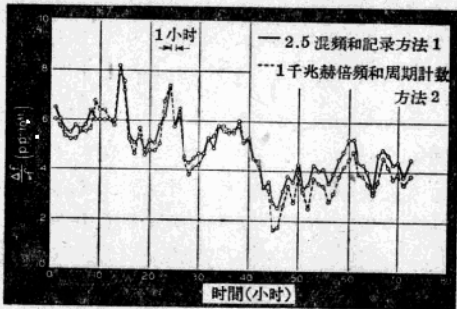


图6 应用两个比较方法, 在两个振荡器間同时产生的频偏

② J. A. Pierce, "Intercontinental frequency comparison by VLF radio transmission," Proc. IRE, Vol. 45, pp. 794~803; June, 1957.
③ J. A. Pierce, H. T. Mitchel, and Lessen, "World wide frequency & Time comparisons by radio transmissions," Nature. Vol. 174, pp. 922~923; 1954.

相互之間約漂移了 $\pm 3 \times 10^{-11}$ ，其变化的特征多少有点不規則。

图 7 是表示两个测量方法之相差。从这些数据表明频率测量的再现性約为 5×10^{-12} 。在四十二小时以后出現显著的漂移，这是由于周期計数器所用的記錄器的零点漂移而造成的。在这个系統中，記錄器的偏轉是直接与周期成比例的，因此記錄器中零点的任何漂移其結果都表現明显的频率改变。

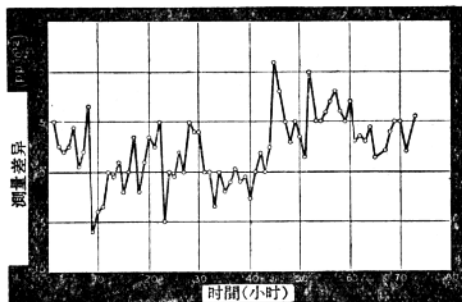


图 7 两个频率比較方法之間的測量誤差

过渡状态和稳定特性

上面所叙述的是处于連續工作状态时的 2.5 兆赫振荡器的典型频率漂移特性。然而，若因任何原因而把它关闭，再开启后频率就会低掉 10^9 分之几，要经过几个星期后才恢复到未关前所达到的同样数值。中断后总的频率改变以及恢复所需的时间是取决于振荡器被断开电源時間的长短。图 8 中的曲线表明一个振荡器经过四次不同時間間隔的“关闭”后的状态。可以看出在关闭了二十四小时后要恢复 10^{-9} 約需十五天，而中断七天后約需二十天。

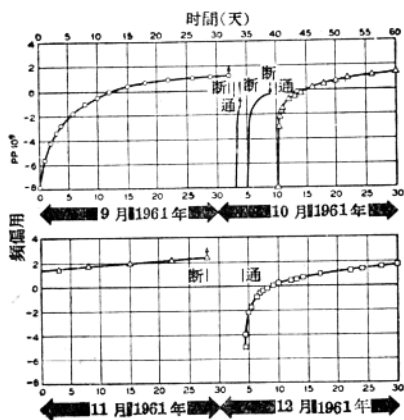


图 8 恒温槽关闭后 2.5 兆赫高精度振荡器的频率稳定度

图 8 中示出的数据是由关掉晶体恒温槽电源得到的，在关闭的时间內振荡器电路仍保持在工作状态。这种现象可以解釋为：在晶体管壳內有剩余杂质气体，在开始几星期的稳定时期內，晶体恒温槽的温度足以从石英上除去所吸附的杂质，这样就减小了表面負荷而使频率升高。由于关闭恒温槽，晶体单元冷却下来，杂质再次被吸附在它的表面上，频率就呈现出起始工作时的数值，在再次趋近平衡状态以前需要一定的周期(两到三星期)。

因环境温度改变而频率逐渐恢复可以用另外一种机械应力的說法来作解釋，当晶体的温度改变时，电极、石英片及装配件等的各自不同的膨胀系数使晶体片中产生了少許机械应力，因而造成频率的变化。可以预料当此单元保持在恒温中时，由于这样一个机构所产生的机械应力会慢慢的韌化，而韌化的速度是取决于工作的温度。

后面一种解釋會使人认为晶体元件的温度和它过去的温度情况，在决定频率漂移特性上是最重要的。为了証实这点，作了另一个实验，在这个实验中让晶体恒温槽的状态固定不变，而用一个大电容跨接于振荡槽的栅极电路，以减小槽路的增益从而使振荡器电路不工作。灯絲和板极电压的供給仍照常不变。两星期以后，去掉所加的电容負荷，电路重又恢复振荡。当然，这里不存在热冲的情况，但发现重新振荡后频率当即低了 6×10^{-9} ，这从图 9 中的数据可看到。这时频率的恢复与恒温槽被关闭了同一时期时的情况几乎完全相同。为了比較，也把恒温槽关闭时的稳定曲线示出在图 9 上。

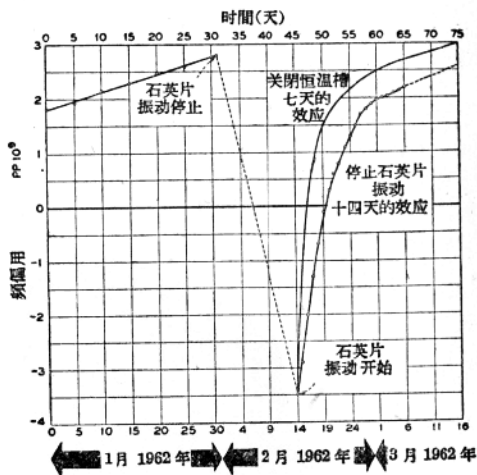


图 9 温度保持不变时，停止振荡后 2.5 兆赫高精度振荡器的频率稳定

这个结果是能用残余杂质气体的情况来解释的，由于气体分子粘附于晶体元件表面的概率在静止状态时比作周期表面运动时要大些。这里观察到的频率变化是不能归因于热引起的机械应力的缓和，因为在试验时没有发生热的变化。所以看来似乎是这样的，晶片上吸附物质的转移成为高精度 AT 切割晶体元件最初稳定度的一个主要因素。

为了进一步验证这个假定，应用一个特殊结构的 5 兆赫晶体元件作了类似的试验，使其中残余气体压力尽量减少，并闪烁一种硼吸气剂以尽量吸收残存气体。这个吸气处理过的晶体经接入后几天就达到 6×10^{-10} /星期数量级的漂移值。大约经过三个月的工作以后，漂移值接近了 10^{-10} /星期，在此时间内把晶体恒温槽关闭过两星期。当把恒温槽重新开启，恢复热冲击约需五小时，此后晶体的频率就回到它的原先的数值 10^{10} 分之几以内，而在以后三十天中它的老化是与关闭前的情况相同的。图 10 中的曲线表明这种迅速的恢复。为了比较，将一个“普

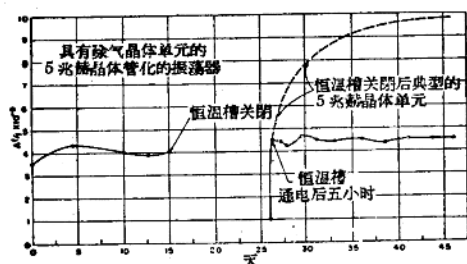


图 10 恒温槽关闭后除气的五兆周高精度晶体单元的频率稳定

通的”5 兆赫晶体单元原料的恢复曲线也示于图 10 中。

结 论

目前在制造的应用一个恒温于 50°C 的 GA 11304 晶体元件的 GS-60158 高精度振荡器，它具有如下的性能：

1) 开始接入后，经过一星期的工作以后得到的频率漂移值小于 10^{-9} /日。经三星期工作后，平均漂移值是小于 10^{-9} /星期。

2) 经六到八个月的工作以后，典型的频率漂移值为 $2 \sim 4 \times 10^{-10}$ /月。

3) 每小时之间的频率变化，当处于一般实验室条件下工作时，为 $\pm 5 \times 10^{-11}$ 。

通过对于在恒温控制停止后和振荡停止后对高精度振荡器的稳定特性的研究导致这样的结论：晶体元件管壳内残余的杂质是振荡器从停止到开始工作的最初几天中频率变化的最可能的原因。这个结论已经利用在管壳内置有吸气剂的 5 兆赫晶体单元进行了实验来加以证实。这里，吸气剂实质上是减少管内的残余气体量。观察了这个晶体开始工作时期的稳定，以及关闭两个星期以后工作的第一天内的稳定度是相同的，而且在开启以后的频率基本上与以前相同。这个实验指出，由于恒温槽温度的变化所引起的任何机械应力在时间上是很短的，在恒温槽温度稳定以后它对频率的影响只要经过几小时后就可以消失。

(宋晴珍译 石效良校)