

文章编号: 1000-4556(2007)02-0191-07

铷原子频标赧温度系数研究

赵 峰¹, 王 芳¹, 钟 达¹, 安绍锋¹, 夏白桦², 梅刚华^{1*}

(1. 波谱与原子分子物理国家重点实验室(中国科学院 武汉物理与数学研究所), 湖北 武汉 430071;

2. 解放军通信指挥学院, 湖北 武汉, 430012)

摘 要: 提出了一种测量铷原子频标赧温度系数的方法, 该方法具有灵敏度高、简便、快速的特点. 分析了赧温度系数的物理机理, 指出了克服赧温度系数的技术对策. 实验结果表明, 通过加热器的合理设计, 赧温度系数可以降低 1 到 2 个量级.

关键词: 铷原子频标; 温度系数**中图分类号:** O455.1 **文献标识码:** A

引言

气泡型铷原子频标经过几十年的发展, 性能指标已经得到了很大提高. 例如, 美国 GPS 卫星定位导航系统所用的铷频标的日稳定度已经达到小系数 10^{-14} ^[1], 比商品小铷钟还要好. 最近, 出现了铷频标天稳定度指标达到 10^{-15} 量级的报道^[2, 3]. 要设计出如此高指标的铷原子频标, 要求对影响铷频标稳定度指标的每一种物理因素进行仔细研究, 并找到有效的技术对策加以克服.

温度系数是影响铷频标稳定度指标的最重要因素之一. 它是指环境温度变化引起的输出频率的变化. 铷频标温度系数的起因十分复杂. 通常情况下, 温度系数与原子体系的物理特性有关, 处理这类温度系数应从铷泡充制参数、滤光方式、铷泡工作温度的选取和优化入手, 许多文献作过专门讨论^[4-6]. 物理系统的加热器设计不合理, 也可以引入可观的温度系数. 产生这种温度系数的原因是, 环境温度变化时, 加热电流将发生变化, 变化的电流在原子周围感生出附加的磁场, 在磁场作用下, 由于 Zeeman 效应, 原子能级发生移动, 最终导致原子频标的输出频率发生变化. 在这种情况下, 频率变化的确

收稿日期: 2006-10-19; **收修改稿日期:** 2006-11-08**基金项目:** “973”项目“原子频标物理与技术基础”子课题“铷原子频标的新方法和新技术”(2005CB724507).**作者简介:** 赵峰(1979-), 男, 博士研究生, 从事原子频标研究. * 通讯联系人: 梅刚华, 电话: 027-87197190, E-mail: mei@wipm. ac. cn.

由温度变化引起,但不直接,故称为赝温度系数.赝温度系数如果处理不好,对原子频标性能也会产生很大影响.

本文以铷原子频标为例,提出一种测量赝温度系数的方法,分析赝温度系数产生的原因,给出克服赝温度系数技术措施.

1 赝温度系数物理机理

在铷原子频标中,起鉴频器作用的物理系统由腔泡系统和铷光谱灯组成.赝温度系数仅与腔泡系统有关.图 1 给出我们使用的一种腔泡系统结构.腔泡系统主要由微波腔和充有金属 Rb 的吸收泡构成.微波腔由开槽管、圆柱型腔筒、介质环和耦合环等组成.吸收泡安装在微波腔内.光电池安装在腔端盖内表面.微波通过耦合环耦合进腔.耦合环串装用于倍频、混频的阶跃二极管.C 场线圈缠绕在腔筒外表面,通以恒定电流后,产生微波腔轴向的恒定磁场,用来定义原子跃迁的量子化轴.为了产生频标工作物质,即 Rb 蒸气,需要对吸收泡加热.加热器由加热三极管、热敏电阻和温控电路(图中未示出)构成.

为了提高加热效率,将温控电路的末级大功率三极管贴装在微波腔上作为加热元件.其相对于微波腔的安装方式及引线结构如图 2 所示.

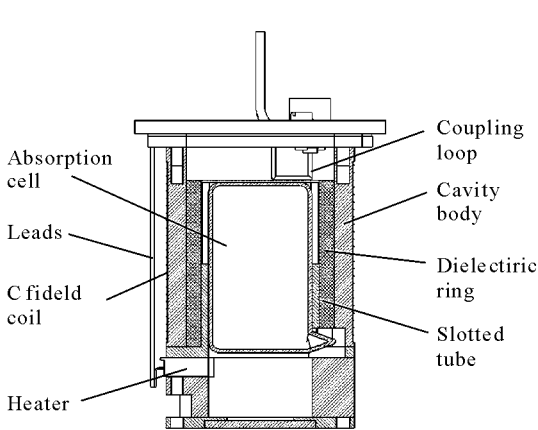


图 1 铷频标腔泡系统结构示意图

Fig. 1 Structure of the cavity-cell assembly of a rubidium atomic frequency standard

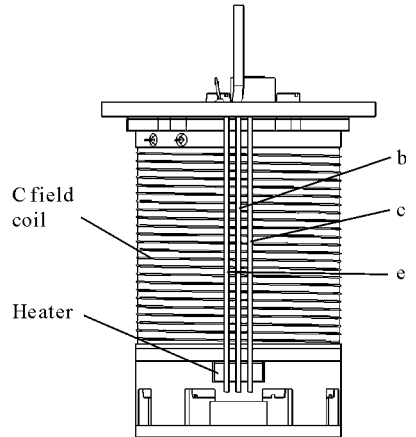


图 2 加热三极管安装方式以及对外引线示意图.其中 e、b、c 分别为连接加热三极管发射极、基极和集电极的引线

Fig. 2 Arrangement of the heater in which a transistor was used. e, b and c indicate leads connecting to emitter, base and collector of the transistor respectively

三极管 3 根引线基本平行,线间距约 2 mm.在系统正常工作的时候,3 根引线内均有直流加热电流通过 $I_e = I_c + I_b$.电流会在各自导线周围产生磁场.根据电磁场理论,此时磁力线是以导线为轴心的同心圆,磁场方向在与轴垂直的平面内.由于 3 根导线的位置在空间上不重合,导线中的电流在腔泡系统的微波共振区产生的磁场不能互相抵消,剩余磁场 B_1 方向垂直于 C 场 B_0 ,且与 C 场叠加形成总磁场 B ,作用于共振区的铷蒸气

原子, 如图 3 所示.

如果 B_1 能保持恒定, 也不会对系统产生不良影响. 但是当环境温度发生变化时, 为了保持腔泡系统温度恒定, 在温控电路的作用下流过 3 根导线的电流就会相应发生改变, 从而导致 B_1 发生变化, 造成共振区铷蒸汽原子感受到的总磁场 B 发生变化. 当 B 变化时, 铷原子能级发生 Zeeman 频移, 原子微波跃迁频率发生变化, 最终导致输出标准频率变化. 所以, 温度系数的物理起源在本质上是一种由热环境变化造成的磁致频移. 由图 3 的模型还可以分析出, 这种加热模式产生的是负温度系数. 当环境温度升高, 加热电流变小, B_1 减小, 从而 B 减小, 此时铷原子微波跃迁频率变低, 故输出频率降低, 体现为负温度系数.

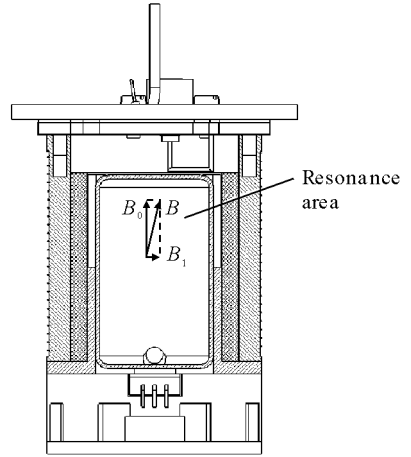


图 3 共振区磁场示意图. B_0 为 C 场, B_1 为加热管导线电流在共振区产生的磁场, B 为总磁场
Fig. 3 Magnetic fields in resonance area. B_0 is C field, B_1 , the magnetic field induced by heating currents and B , the composition of both

2 实验

为了定量考察温度系数的现象, 我们设计了如图 4 所示的实验.

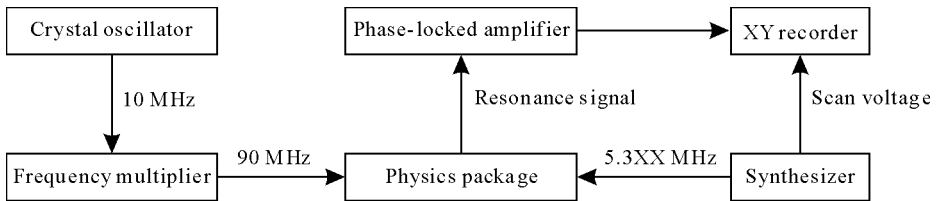


图 4 温度系数测量框图

Fig. 4 Block diagram of experimental setup for measuring pseudo temperature coefficient

我们使用外置的综合器产生一个从 5.312 MHz 到 5.322 MHz 连续扫描的频率信号与倍频链产生的 6 840 MHz 信号一起送入物理系统微波腔混频. 物理系统的光电池信号输出直接接入锁相放大器的信号输入端. 综合器的扫描电压信号接入记录仪的 X 输入端口, 经锁相放大器放大的光检信号接入记录仪的 Y 输入端口. 在综合器持续扫描过程中, 微波共振区的微波信号将在 6 834.688 MHz 到 6 834.678 MHz 之间连续变化. 当扫描的微波信号频率与共振区内 ^{87}Rb 原子的基态超精细能级间隔吻合时, 就会发生微波共振. 此时, ^{87}Rb 原子要重新吸收光子, 由光电池探测到的透射光强—即光检信号也要变化. 光检测信号经过锁相放大器放大后输出记录.

环境温度恒定, 加热电流为 93 mA 时, 扫描记录一次数据. 然后使用固定位置固定风速的冷风机对着物理系统的腔泡系统端吹风, 降低环境温度, 腔泡系统的加热电流相应增大, 通过电流表可以读取电流的变化. 在腔泡系统降温过程中, 综合器持续重复扫

描, 测试系统保持工作直到腔泡系统稳定在新的温度平衡点, 腔泡系统加热电流变到 148 mA. 这样, 我们就得到了一组光检曲线, 如图 5 所示. 其中左边的一组峰即对应 ^{87}Rb 原子基态超精细能级间的 $(0, 0)$ 跃迁, 也就是铷原子频标的钟频跃迁; 右边的一组峰对应基态超精细能级间的 $(0, 1)$ 跃迁. 为了使温度系数更容易观察, 采用了小的 C 场.

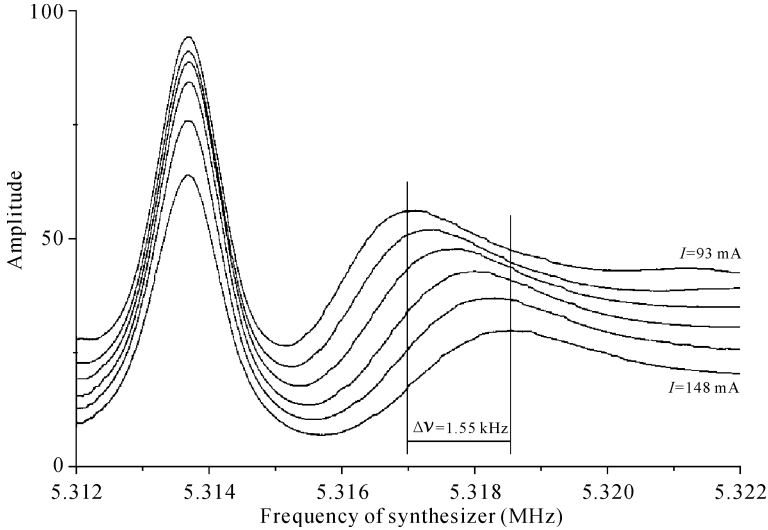


图 5 ^{87}Rb 原子基态超精细能级跃迁频率随加热电流变化

Fig. 5 Transition lines of ground hyperfine levels of ^{87}Rb atoms in various heating currents

3 结果分析

由图 5 的曲线我们可以看到在腔泡系统温度变化的过程中, 对应的 $0-0$ 跃迁曲线中心频率变化很小, 而 $(0, 1)$ 跃迁曲线中心频率发生了明显的变化. 当加热电流从 93 mA 变化到 148 mA 时, $(0, 1)$ 跃迁谱线的中心频率增高了 1.55 kHz.

当磁场较弱时, 磁场与 $(0, 1)$ 跃迁频率的关系为

$$B = 1.4(\nu_{0,1} - \nu_{0,0}), \quad (1)$$

磁场变化与 $(0, 1)$ 跃迁频率变化则满足

$$\Delta B = 1.4 \times \Delta\nu_{0,1}. \quad (2)$$

两式中磁场单位为 10^{-7}T , 频率单位为 kHz. 图 5 显示 $(0, 1)$ 跃迁与 $(0, 0)$ 跃迁的频率差为 3.7 kHz, 由(1)可算出 B 为 $4.7 \times 10^{-7}\text{T}$. 将 $\Delta\nu_{0,1}$ 实测数据代入(2), 可得 ΔB 为 $2.17 \times 10^{-7}\text{T}$.

对原子频标而言, 温度系数是指 $(0, 0)$ 跃迁频率随温度的变化, $(0, 0)$ 跃迁频率与磁场的二次方成正比, 即:

$$\nu_{0,0} = \nu_0 + 573B^2, \quad (3)$$

其中 ν_0 为磁场为零时 $(0, 0)$ 跃迁频率. 外磁场变化引入的频率变化为:

$$\Delta\nu_{0,0} = 573 \times ((B + \Delta B)^2 - B^2). \quad (4)$$

代入 B 和 ΔB 数值得 $\Delta\nu_{0,0}$ 为 0.014 4 Hz. 相对频率变化 $\Delta\nu/\nu_0 \approx 2 \times 10^{-12}$.

2×10^{-12} 的频率变化是加热电流从 93 mA 变化到 148 mA 引起的. 为了定量分析温度系数的大小, 还需要知道环境温度每变化 $1\text{ }^\circ\text{C}$ 时加热电流的改变量数据. 为此, 我们将物理系统放入恒温箱, 改变恒温箱的温度, 用电流表检测腔泡系统的加热电流. 实验得到, 加热电流随环境温度变化为 $2\text{ mA}/^\circ\text{C}$.

根据以上结果, 并考虑到温度系数为负值, 最终得到, 图 2 所示物理系统的温度系数为 $-7.3 \times 10^{-14}/^\circ\text{C}$.

4 温度系数的改善

对于极高稳定度的铷原子频标, 大系数 10^{-14} 的温度系数仍然是不可忽视的, 应设法进一步减小. 前已论述, 产生温度系数的原因是加热器的 3 根导线的电流在腔泡系统的微波共振区产生的磁场不能互相抵消. 所以, 减小温度系数的方法就是将 3 根引线尽可能的靠近. 我们用套管将 3 根导线捆扎, 形成如图 6 所示的物理系统.

对图 6 所示的腔泡系统, 重复了上面的实验, 观察 ^{87}Rb 原子基态超精细能级间的 $(0, 0)$ 和 $(0, 1)$ 跃迁频率随加热电流的变化, 结果如图 7 所示.

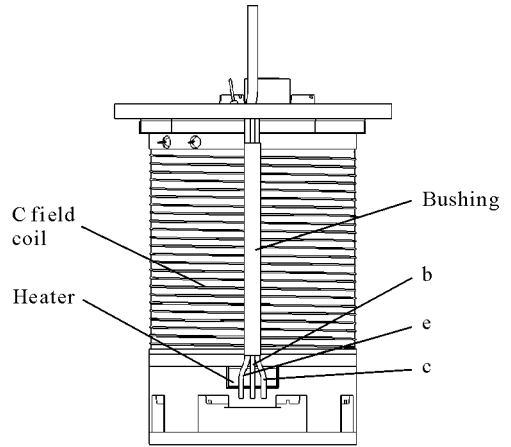


图 6 加热器引线捆扎后的腔泡系统
Fig. 6 Cavity-cell assembly with heater leads bound

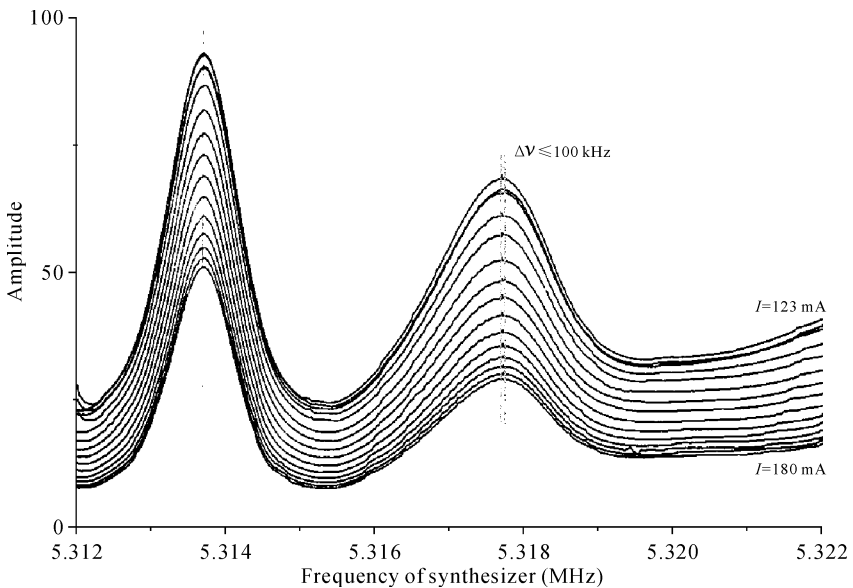


图 7 加热管引线位置调整后 ^{87}Rb 原子超精细能级跃迁频率随加热电流变化
Fig. 7 Transition lines of ground hyperfine levels of ^{87}Rb atoms when heater leads were rearranged

由图 7 我们可以看到将加热管的引线位置重新调整后, 当加热电流同样变化时, $(0, 1)$ 跃迁频率变化非常小, 仔细观察发现其不超过 100 Hz, 比导线调整前小了约 15 倍. 相应地, 膺温度系数至少也应小 15 倍, 达到 $-5 \times 10^{-15} / ^\circ\text{C}$ 水平. 即便是对于极高稳定度的铷频标, 这种温度系数也是可以忽略的.

5 讨论和结论

本文提出了一种膺温度系数的测量方法. 基于膺温度系数本质上是一种磁致频移的事实, 本方法选用对磁场敏感的 $(0, 1)$ 跃迁测量温度系数, 而不是象通常那样直接用对磁场不敏感的 $(0, 0)$ 跃迁来测量, 因而大大提高了测量方法的灵敏度. 本方法特别适用于测量微小的膺温度系数. 事实上, 用 $(0, 0)$ 跃迁来观察 10^{-14} 量级的温度系数是极其困难的. 本文的方法简便、快速. 由于以上特点, 该方法可以用来帮助进行物理系统优化设计.

本文的结果显示, 加热器设计不合理是膺温度系数的技术起源. 腔泡系统常用的加热方式有两种, 一种为大功率管加热, 本文所采用的就是这种方式, 另一种是用电阻丝制成的加热线圈加热. 克服膺温度系数的技术措施就是要保证通有等量反向加热电流的导线在空间上尽可能重合, 使得它们产生的磁场能够处处抵消. 在采用加热线圈加热时, 加热线圈一般采用双线并绕的方法绕制, 道理即在于此. 本文结果表明, 只要加热器设计合理, 膺温度系数可以降低 1 到 2 个量级.

参考文献:

- [1] Beard R, Golding W, White J. Proceedings of 2002 IEEE international frequency control symposium and PDA exhibition[C]. New Orleans, USA, 2002. 499.
- [2] Epstein M, Freed G, Rajan J. Proceedings of 35th annual PTTI meeting[C]. San Diego, USA, 2003. 117.
- [3] Oaks J, Senior K, Largay M, *et al.* Proceedings of 35th annual PTTI meeting[C]. San Diego, USA, 2003. 173.
- [4] Xia Bai-hua(夏柏桦), Liu Jin-ting(刘金廷), Hu Chang-quan(胡昌泉), *et al.* Proceedings of national time and frequency symposium(全国时间频率学术报告会论文集)[C]. ChengDu(成都), 2001. 67.
- [5] Mei Ganghua, Liu Jintin. A miniaturized microwave resonator for rubidium frequency standards[C]. Proc Joint Meeting of the 13th EFTF & 1999 IEEE IFCS, Besancon, France, 1999. 601.
- [6] Huang Xue-ren, Xia Bai-hua, Zhong Da, *et al.* Proceedings of 2001 IEEE international frequency control symposium and PDA exhibition[C]. Danvers, USA, 2001. 106.

Measuring and Reducing Pseudo Temperature Coefficient in Rubidium Atomic Frequency Standards

ZHAO Feng¹, WANG Fang¹, ZHONG Da¹, AN Shao-feng¹,
XIA Bai-hua², MEI Gang-hua^{1*}

(1. State Key Laboratory of Magnetic Resonance and Atomic and Molecular Physics

(Wuhan Institute of Physics and Mathematics, Chinese Academy of Science), Wuhan 430071, China;

2. Wuhan Academy of Command Communication, Wuhan 430012, China)

Abstract: A method for measuring the pseudo temperature coefficient (PTC) of rubidium atomic frequency standards was described. The method is highly sensitive, convenient and fast. Based on analyses of physical mechanisms underlying PTC, a method to reduce PTC was proposed. Experimental results showed that the PTC of the rubidium atomic frequency standards can be reduced by one to two orders of magnitude through proper design of the heater used in the physical package.

Key words: rubidium atomic frequency standard, temperature coefficient

* Corresponding author: Mei Gang-hua, Tel:027-87197190, E-mail:mei@wipm.ac.cn.