

用脉冲取样光检测方法减小 Rb^{87} 频标的光频移

董 太 乾

(北 京 大 学)

1979年11月21日收到

提 要

本文提出了利用脉冲光抽运,脉冲取样光检测,连续微波共振的方案以减小被动式 Rb^{87} 频标中的光频移. 对 Rb^{87} 基态超精细能级 $0-0$ 跃迁的共振线形函数和光频移作了理论计算. 实验结果定性地与理论符合. 利用这种方案可望能改善被动式 Rb^{87} 频标的长期频率稳定度.

一、引 言

由于光频移对被动式 Rb^{87} 频标长期频率稳定度是不利的, Arditi 等人在 1964^[1] 年首先提出用脉冲光抽运, 脉冲微波共振方案以消除光频移. 但是, 由于他们用微波检测, 接收灵敏度低, 频标短期稳定度差, 所以没有做成高水平的原子频标. 以后陆续有这方面的研究报告^[2-5], 把微波检测改用光检测. 但是, 由于在脉冲光抽运, 脉冲微波共振的方案中存在着一种与微波调制参数有关的附加频移, 对频标的频率稳定度出现了新的不利因素. Алексеев 等人^[6]又改用脉冲光抽运, 连续微波共振的方案既减小了光频移又不带来与微波调制参数有关的频移. 但是, 由于检测光脉冲太宽, “相位记忆”¹⁾的影响不易消除, 所得结果也不理想. 本文在此基础上, 沿用脉冲光抽运, 连续微波共振的方案, 但改用脉冲取样光检测. 理论计算和实验表明这种方案可以消除“相位记忆”的影响, 从而进一步减小光频移. 利用这种方案可望能改善被动式 Rb^{87} 频标的长期频率稳定度.

二、理 论

在这种方案中抽运光强和微波功率及光检测时刻与时间 t 的关系如图 1 所示. 利用简化了的三能级模型^[7], 如图 2 所示, 在相互作用图象中得到下列方程:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\mu_{212}H_{10}}{i\hbar} e^{i\delta t} \rho_{21} - \frac{\mu_{221}H_{10}}{i\hbar} e^{-i\delta t} \rho_{12} - [2W_1 + f(t)\Gamma]n + f(t)\Gamma, \quad (1)$$

1) 当抽运光脉冲终止后, 光频移的影响不能立刻消失, 与此有关的现象称为“相位记忆”.

$$\frac{d\rho_{12}}{dt} = -\frac{\mu_{212}H_{10}}{2i\hbar} e^{i\delta t} n - \frac{1}{\tau_{12}} \rho_{12} - f(t)(\Gamma + i\Delta E)\rho_{12}, \quad (2)$$

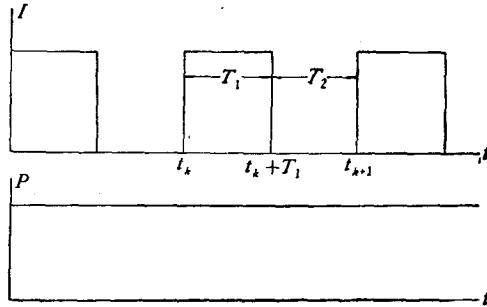


图1 抽运光强 I 和微波功率 P 及光检测时刻与时间 t 的关系在时刻 $t_k, t_{k+1}, \dots$ 进行脉冲取样光检测

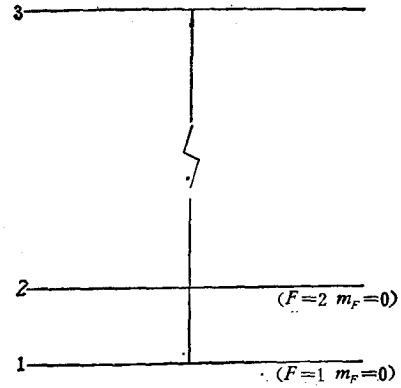


图2 简化了的三能级模型

其中 $n = \rho_{22} - \rho_{11}$, $\delta = \omega - \omega_{21}$, ω 是微波频率, ω_{21} 是 $(E_2 - E_1)/\hbar$, τ_{12} 是非对角元 ρ_{12} 和 ρ_{21} 的弛豫时间, $1/2W_1$ 是对角元 ρ_{11} 和 ρ_{22} 的弛豫时间, μ_{212} 是原子磁矩 z 向分量的矩阵元, 微波场 $H = H_{10} \cos \omega t$ 是 z 向线偏振场, Γ 是抽运光引起能级“1”的加宽除以 $\hbar$, ΔE 是抽运光引起能级“1”的移动除以 $\hbar$.

$$f(t) = \begin{cases} 1 & t_k < t \leq t_k + T_1, \\ 0 & t_k + T_1 < t \leq t_{k+1}. \end{cases}$$

下面分有无抽运光两种情况来分别加以讨论. 作变换

$$x_{12} = e^{-i\delta t} \rho_{12}, \quad x_{21} = e^{i\delta t} \rho_{21}.$$

当有抽运光时

$$\frac{dn}{dt} = -[2W_1 + \Gamma]n - \frac{\mu_{221}H_{10}}{i\hbar} x_{12} + \frac{\mu_{212}H_{10}}{i\hbar} x_{21} + \Gamma, \quad (3)$$

$$\frac{dx_{12}}{dt} = -\frac{\mu_{212}H_{10}}{2i\hbar} n - \left[\left(\frac{1}{\tau_{12}} + \Gamma \right) + i(\delta + \Delta E) \right] x_{12}, \quad (4)$$

$$\frac{dx_{21}}{dt} = \frac{\mu_{221}H_{10}}{2i\hbar} n - \left[\left(\frac{1}{\tau_{12}} + \Gamma \right) - i(\delta + \Delta E) \right] x_{21}. \quad (5)$$

引入列矩阵

$$\begin{pmatrix} n \\ x_{12} \\ x_{21} \end{pmatrix} = X(t), \quad (6)$$

则(3)–(5)式可合写成

$$\frac{d}{dt} X(t) = A_1 X(t) + B, \quad (7)$$

其中

$$A_1 = \begin{pmatrix} -[2W_1 + \Gamma] & \frac{-\mu_{221}H_{10}}{i\hbar} & \frac{\mu_{212}H_{10}}{i\hbar} \\ \frac{-\mu_{212}H_{10}}{2i\hbar} & -\left[\left(\frac{1}{\tau_{12}} + \Gamma\right) + i(\delta + \Delta E)\right] & 0 \\ \frac{\mu_{221}H_{10}}{2i\hbar} & 0 & -\left[\left(\frac{1}{\tau_{12}} + \Gamma\right) - i(\delta + \Delta E)\right] \end{pmatrix}, \quad (8)$$

$$B = \begin{pmatrix} \Gamma \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (9)$$

(7) 式的解为

$$X(t) = \exp[A_1(t - t_k)]X(t_k) + A_1^{-1}\exp[A_1(t - t_k)]B - A_1^{-1}B, \quad (10)$$

其中

$$A_1^{-1} = \frac{1}{\Delta_1} \times \begin{pmatrix} \left(\frac{1}{\tau_{12}} + \Gamma\right)^2 + (\delta + \Delta E)^2, & \frac{-\mu_{221}H_{10}}{i\hbar} \left[\left(\frac{1}{\tau_{12}} + \Gamma\right) - i(\delta + \Delta E)\right], \\ \frac{-\mu_{212}H_{10}}{i\hbar} \left[\left(\frac{1}{\tau_{12}} + \Gamma\right) + i(\delta + \Delta E)\right] & \\ \frac{-\mu_{212}H_{10}}{2i\hbar} \left[\left(\frac{1}{\tau_{12}} + \Gamma\right) - i(\delta + \Delta E)\right], & (2W_1 + \Gamma) \left[\left(\frac{1}{\tau_{12}} + \Gamma\right) - i(\delta + \Delta E)\right] + 2\alpha^2, \\ \frac{-\mu_{221}H_{10}}{2i\hbar} \left[\left(\frac{1}{\tau_{12}} + \Gamma\right) + i(\delta + \Delta E)\right], & \frac{-\mu_{221}H_{10}^2}{2\hbar^2}, \\ (2W_1 + \Gamma) \left[\left(\frac{1}{\tau_{12}} + \Gamma\right) + i(\delta + \Delta E)\right] + 2\alpha^2 & \end{pmatrix}, \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \Delta_1 &= -(2W_1 + \Gamma) \left[\left(\frac{1}{\tau_{12}} + \Gamma\right) + i(\delta + \Delta E)\right] \left[\left(\frac{1}{\tau_{12}} + \Gamma\right) - i(\delta + \Delta E)\right] \\ &\quad - 2\alpha^2 \left[\left(\frac{1}{\tau_{12}} + \Gamma\right) + i(\delta + \Delta E)\right] - 2\alpha^2 \left[\left(\frac{1}{\tau_{12}} + \Gamma\right) - i(\delta + \Delta E)\right] \\ &= -(2W_1 + \Gamma) \left[\left(\frac{1}{\tau_{12}} + \Gamma\right)^2 + (\delta + \Delta E)^2\right] - 4\alpha^2 \left(\frac{1}{\tau_{12}} + \Gamma\right), \end{aligned} \quad (12)$$

$$\alpha^2 = \frac{|\mu_{212}|^2 H_{10}^2}{4\hbar^2}. \quad (13)$$

当无抽运光时(相当于(3)–(5)式中 $\Gamma = 0, \Delta E = 0$),

$$\frac{d}{dt} X(t) = A_2 X(t), \quad (14)$$

其中

$$A_2 = \begin{pmatrix} -2W_1 & \frac{-\mu_{221}H_{10}}{i\hbar} & \frac{\mu_{212}H_{10}}{i\hbar} \\ \frac{-\mu_{212}H_{10}}{2i\hbar} & -\left[\frac{1}{\tau_{12}} + i\delta\right] & 0 \\ \frac{\mu_{221}H_{10}}{2i\hbar} & 0 & -\left[\frac{1}{\tau_{12}} - i\delta\right] \end{pmatrix}. \quad (15)$$

(14) 式的解为

$$X(t) = \exp[A_2(t - t_k - T_1)]X(t_k + T_1), \quad (16)$$

利用条件 $X(t_k) = X(t_{k+1})$ 可求得 $X(t_k)$ 和 $X(t_k + T_1)$.

由 (10) 式得

$$X(t_k + T_1) = \exp[A_1T_1]X(t_k) + A_1^{-1}\exp[A_1T_1]B - A_1^{-1}B; \quad (17)$$

由 (16) 式得

$$\begin{aligned} X(t_{k+1}) &= \exp[A_2T_2]X(t_k + T_1) \\ &= \exp[A_2T_2]\{\exp[A_1T_1]X(t_k) + [\exp[A_1T_1] - 1]A_1^{-1}B\}. \end{aligned} \quad (18)$$

故得

$$X(t_k) = \exp[A_2T_2][1 - \exp[A_2T_2]\exp[A_1T_1]]^{-1}[\exp[A_1T_1] - 1]A_1^{-1}B, \quad (19)$$

$$X(t_k + T_1) = [1 - \exp[A_2T_2]\exp[A_1T_1]]^{-1}[\exp[A_1T_1] - 1]A_1^{-1}B. \quad (20)$$

假设在实验装置中 T_1 足够长,以致有 $\exp[A_1T_1] \cong 0$, 此时有

$$X(t_k) \cong -\exp[A_2T_2]A_1^{-1}B, \quad (21)$$

$$X(t_k + T_1) \cong -A_1^{-1}B. \quad (22)$$

如果在 $t = t_k$ 时进行脉冲取样光检测,则检测得到的讯号决定于 $X(t_k)$. 理由如下: 抽运光通过吸收泡时被吸收的能量正比于 ρ_{11} , 并注意到

$$\rho_{11} + \rho_{22} = 1, \quad \rho_{22} - \rho_{11} = n,$$

则得线形函数

$$g(\delta) = \rho_{11}(\delta) - \rho_{11}(\infty) = \frac{1}{2}[n(\infty) - n(\delta)], \quad (23)$$

也就是说 $g(\delta)$ 决定于 $t = t_k$ 时的 $n(\infty)$ 和 $n(\delta)$, 而 n 是 $X(t)$ 的第一个元, 所以只需求出 $X(t_k)$ 来就可以得到 $g(\delta)$.

根据 (9), (11) 式得

$$-A_1^{-1}B = \frac{-\Gamma}{\Delta_1} \begin{pmatrix} \left(\frac{1}{\tau_{12}} + \Gamma\right)^2 + (\delta + \Delta E)^2 \\ \frac{-\mu_{212}H_{10}}{2i\hbar} \left[\left(\frac{1}{\tau_{12}} + \Gamma\right) - i(\delta + \Delta E)\right] \\ \frac{\mu_{221}H_{10}}{2i\hbar} \left[\left(\frac{1}{\tau_{12}} + \Gamma\right) + i(\delta + \Delta E)\right] \end{pmatrix}. \quad (24)$$

(附带说明: 根据 (22), (24) 式, 就可以得到 $X(t_k + T_1)$, 从而可得到 $t = t_k + T_1$ 时的 $n(\infty)$ 和 $n(\delta)$. 也就是说可得到这时的线形函数 $g(\delta)$. 由于假设了 T_1 足够长以致于 $\exp[A_1T_1] \cong 0$, 动态平衡已达到. 所以这时的 $g(\delta)$ 就是一般连续光抽运连续微波共振方案中的线形函数.)

再根据拉格朗日-薛尔凡斯透公式^[5,7], 有

$$\exp[A_2 T_2] = \frac{\exp(-2W_1 T_2)}{2Q^2} (b_{ij}) \quad i, j = 1, 2, 3, \quad (25)$$

其中

$$b_{11} = 2\delta^2 + 8\alpha^2 \cos Q T_2,$$

$$b_{12} = b_{13}^* = \frac{\mu_{221} H_{10}}{i\hbar} [2i\delta + i(Q - \delta)e^{iQT_2} - i(Q + \delta)e^{-iQT_2}],$$

$$b_{22} = b_{33}^* = 4\alpha^2 + \frac{(Q - \delta)^2}{2} e^{iQT_2} + \frac{(Q + \delta)^2}{2} e^{-iQT_2},$$

$$b_{23} = b_{32}^* = \frac{\mu_{212}^2 H_{10}^2}{2\hbar^2} (2 - 2\cos Q T_2),$$

$$b_{21} = b_{31}^* = \frac{\mu_{212} H_{10}}{2i\hbar} [2i\delta + i(Q - \delta)e^{iQT_2} - i(Q + \delta)e^{-iQT_2}],$$

$$Q^2 = 4\alpha^2 + \delta^2.$$

$X(t_k)$ 中的第一个元即 $n(\delta)$, 根据 (21), (24), (25) 式得

$$\begin{aligned} n(\delta) = & \frac{e^{-2W_1 T_2} \cdot \Gamma}{2Q^2 \Delta_1} \left\{ b_{11} \left[\left(\frac{1}{\tau_{12}} + \Gamma \right)^2 + (\delta + \Delta E)^2 \right] \right. \\ & - b_{12} \frac{\mu_{212} H_{10}}{2i\hbar} \left[\left(\frac{1}{\tau_{12}} + \Gamma \right) - i(\delta + \Delta E) \right] \\ & + b_{13} \frac{\mu_{221} H_{10}}{2i\hbar} \left[\left(\frac{1}{\tau_{12}} + \Gamma \right) + i(\delta + \Delta E) \right] \left. \right\} \\ = & \left\{ e^{-2W_1 T_2} \cdot \Gamma \left\{ [2\delta^2 + 8\alpha^2 \cos Q T_2] \left[\left(\frac{1}{\tau_{12}} + \Gamma \right)^2 + (\delta + \Delta E)^2 \right] \right. \right. \\ & - 8\alpha^2 \left[\left(\frac{1}{\tau_{12}} + \Gamma \right) Q \sin Q T_2 - \delta(\delta + \Delta E)(1 - \cos Q T_2) \right] \left. \right\} \Bigg/ \\ & \left\{ 2(4\alpha^2 + \delta^2) \left\{ (2W_1 + \Gamma) \left[\left(\frac{1}{\tau_{12}} + \Gamma \right)^2 + (\delta + \Delta E)^2 \right] \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \left. + 4\alpha^2 \left(\frac{1}{\tau_{12}} + \Gamma \right) \right\} \right\} \right\}. \end{aligned} \quad (26)$$

由此得

$$n(\infty) = e^{-2W_1 T_2} \cdot \frac{\Gamma}{2W_1 + \Gamma}. \quad (27)$$

根据 (23), (26), (27) 得

$$\begin{aligned} g(\delta) = & \frac{e^{-2W_1 T_2}}{2} \left(\frac{\Gamma}{2W_1 + \Gamma} - \left\{ \Gamma \left\{ [2\delta^2 + 8\alpha^2 \cos Q T_2] \left[\left(\frac{1}{\tau_{12}} + \Gamma \right)^2 + (\delta + \Delta E)^2 \right] \right. \right. \right. \right. \\ & - 8\alpha^2 \left[\left(\frac{1}{\tau_{12}} + \Gamma \right) Q \sin Q T_2 - \delta(\delta + \Delta E)(1 - \cos Q T_2) \right] \left. \right\} \Bigg/ \\ & \left\{ 2(4\alpha^2 + \delta^2) \left\{ (2W_1 + \Gamma) \left[\left(\frac{1}{\tau_{12}} + \Gamma \right)^2 + (\delta + \Delta E)^2 \right] \right. \right. \\ & \left. \left. \left. + 4\alpha^2 \left(\frac{1}{\tau_{12}} + \Gamma \right) \right\} \right\} \right\} \right). \end{aligned} \quad (28)$$

这就是在 $t = t_k$ 时进行脉冲取样光检测得到的线形函数.

下面根据 (26), (28) 式讨论共振讯号强度和光频移两个问题:

1. 共振讯号强度问题

我们来观察当 $\delta = 0$ 时(即共振讯号峰值附近), $n(0)$ 如何随 T_2 变化. 根据 (26) 式, 并假设: $\Gamma \gg 1/\tau_{12}$, $\Gamma \gg 2W_1$, $2\alpha \gg 1/\tau_{12}$, $2\alpha \gg 2W_1$. 这几个条件在一般的实验条件下是很好地被满足的, Γ 和 2α 都可达几百赫的数量级, 而 τ_{12} 和 $1/2W_1$ 约在 50—100 ms. 并注意现在 $\Omega^2 = 4\alpha^2$, 得

$$\begin{aligned} n(0) &= \frac{e^{-2W_1 T_2} \{8\alpha^2 \Gamma^2 \cos \Omega T_2 - 8\alpha^2 \Gamma \Omega \sin \Omega T_2\}}{8\alpha^2 (\Gamma^2 + 4\alpha^2)} \\ &= \frac{e^{-2W_1 T_2} \cdot \Gamma \cdot \sin(2\alpha T_2 - \theta)}{\sqrt{\Gamma^2 + 4\alpha^2}}, \end{aligned} \quad (29)$$

其中

$$\sin \theta = \frac{\Gamma}{\sqrt{\Gamma^2 + 4\alpha^2}}, \quad \cos \theta = \frac{2\alpha}{\sqrt{\Gamma^2 + 4\alpha^2}}.$$

可见 $n(0)$ 随 T_2 是作振幅指数衰减的正弦变化.

$$g(0) = \frac{1}{2} [n(\infty) - n(0)] \cong \frac{1}{2} [e^{-2W_1 T_2} - n(0)]. \quad (30)$$

若要 $g(0)$ 达到极大值, 应该近似地有

$$\sin(2\alpha T_2 - \theta) = 1, \quad (31)$$

即相当于

$$2\alpha T_2 - \theta = \frac{\pi}{2}. \quad (32)$$

在实验中调节 α (相当于调节微波功率) 或 T_2 都可满足此条件. 满足此条件时的最强共振讯号峰值为

$$g(0)|_{\max} \cong \frac{e^{-2W_1 T_2}}{2} \left(1 + \frac{\Gamma}{\sqrt{\Gamma^2 + 4\alpha^2}}\right). \quad (33)$$

把它和一般连续光抽运连续微波共振方案中的讯号强度作一比较. 连续光抽运相当于 $T_2 = 0$, 这时得

$$g(0)|_{T_2=0} = \frac{1}{2} (1 - n(0)|_{T_2=0}) = \frac{1}{2} \cdot \frac{4\alpha^2}{\Gamma^2 + 4\alpha^2}. \quad (34)$$

由 (33), (34) 两式比较可以看出: 在 Γ 相同的条件下, 脉冲光抽运脉冲取样光检测方案中的最佳讯号强度可超过连续光抽运方案中的讯号强度.

2. 光频移问题

光频移量等于由 $(dg(\delta)/d\delta) = 0$ 求得线形函数中心极大值对应的 δ 值. 为了避免数学上的麻烦, 下面只讨论 δ 或 $\delta + \Delta E$ 很小的情况. 假设: $\Gamma \gg \delta$, $\Gamma \gg \delta + \Delta E$, $2\alpha \gg \delta$, $2\alpha \gg \delta + \Delta E$, 这与实际情况也是符合的, 一般的实验条件下, Γ 和 2α 都可达几百赫的数量级, 而 ΔE 在几赫以下. 根据 (23) 式有

$$\frac{dg(\delta)}{d\delta} = -\frac{1}{2} \frac{dn(\delta)}{d\delta}. \quad (35)$$

所以只需由 (26) 式求出 $\frac{dn(\delta)}{d\delta}$ 就行了.

为此先把 $n(\delta)$ 根据简化假设重新写出, 保留到 δ^2/Γ^2 , $\delta^2/4\alpha^2$ 项或 $(\delta + \Delta E)^2/\Gamma^2$, $(\delta + \Delta E)^2/4\alpha^2$ 项, 高次项忽略, 得

$$\begin{aligned} n(\delta) \cong & \frac{e^{-2W_1 T_2}}{\Gamma^2 + 4\alpha^2} \left\{ \Gamma^2 \left[\cos Q T_2 - \frac{\delta^2}{4\alpha^2} \cos Q T_2 + \frac{\delta^2}{4\alpha^2} + \frac{(\delta + \Delta E)^2}{\Gamma^2} \cos Q T_2 \right] \right. \\ & - \Gamma Q \left[\sin Q T_2 - \frac{\delta^2}{4\alpha^2} \sin Q T_2 - \frac{\delta(\delta + \Delta E)}{\Gamma Q} (1 - \cos Q T_2) \right] \\ & \left. - \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4\alpha^2} (\delta + \Delta E)^2 \cos Q T_2 + \Gamma Q \frac{(\delta + \Delta E)^2}{\Gamma^2 + 4\alpha^2} \sin Q T_2 \right\}. \end{aligned} \quad (36)$$

由此得

$$\begin{aligned} \frac{dn(\delta)}{d\delta} \cong & \frac{e^{-2W_1 T_2}}{\Gamma^2 + 4\alpha^2} \left\{ \delta \left[\sin Q T_2 \left(\frac{-\Gamma^2 T_2}{Q} - \frac{\Gamma}{Q} + \frac{\Gamma Q}{2\alpha^2} + \frac{2\Gamma Q}{\Gamma^2 + 4\alpha^2} \right) \right. \right. \\ & + \cos Q T_2 \left(\frac{-\Gamma^2}{2\alpha^2} - \Gamma T_2 - \frac{2\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4\alpha^2} \right) + \frac{\Gamma^2}{2\alpha^2} + 2 \Big] \\ & \left. + \Delta E \left[\sin Q T_2 \cdot \frac{2\Gamma Q}{\Gamma^2 + 4\alpha^2} + \cos Q T_2 - \cos Q T_2 \frac{2\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4\alpha^2} + 1 \right] \right\}. \end{aligned} \quad (37)$$

令 $(dn(\delta)/d\delta) = 0$ 便得光频移量为

$$\begin{aligned} \delta = & \left\{ \Delta E \left[\sin Q T_2 \cdot \frac{2\Gamma Q}{\Gamma^2 + 4\alpha^2} + \cos Q T_2 - \cos Q T_2 \frac{2\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4\alpha^2} + 1 \right] \right\} / \\ & \left\{ \sin Q T_2 \left(\frac{-\Gamma^2 T_2}{Q} - \frac{\Gamma}{Q} + \frac{\Gamma Q}{2\alpha^2} + \frac{2\Gamma Q}{\Gamma^2 + 4\alpha^2} \right) \right. \\ & \left. + \cos Q T_2 \left(\frac{-\Gamma^2}{2\alpha^2} - \Gamma T_2 - \frac{2\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4\alpha^2} \right) + \frac{\Gamma^2}{2\alpha^2} + 2 \right\}. \end{aligned} \quad (38)$$

由此可以看出, 欲使 $\delta = 0$ 有两个办法: 第一就是调节吸收泡和滤光泡的温度可使 $\Delta E = 0$ ^[8], 这也是一般连续光抽运方案中经常用的方法. 另一个办法是调节 α 或 T_2 使得

$$\frac{2\Gamma Q}{\Gamma^2 + 4\alpha^2} \sin Q T_2 + \left(1 - \frac{2\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4\alpha^2} \right) \cos Q T_2 + 1 = 0. \quad (39)$$

上式又可近似地写成

$$4\Gamma\alpha \sin 2\alpha T_2 - (\Gamma^2 - 4\alpha^2) \cos 2\alpha T_2 = -(\Gamma^2 + 4\alpha^2) \quad (40)$$

即

$$\sin(2\alpha T_2 - \varphi) = - \frac{\Gamma^2 + 4\alpha^2}{\sqrt{16\Gamma^2\alpha^2 + (\Gamma^2 - 4\alpha^2)^2}} = -1, \quad (41)$$

其中

$$\sin \varphi = \frac{\Gamma^2 - 4\alpha^2}{\Gamma^2 + 4\alpha^2} \quad \cos \varphi = \frac{4\Gamma\alpha}{\Gamma^2 + 4\alpha^2}.$$

由 (41) 式得

$$2\alpha T_2 = \frac{3\pi}{2} + \varphi. \quad (42)$$

在实验中也可通过调节 α 或 T_2 来满足 (40) 式.

在一般连续光抽运方案中只能靠调节吸收泡和滤光泡的温度来消除光频移。但是由于光频移量对抽运光光谱线的线形非常敏感^[8]，所以即使频标开始工作时已经调到零光频移的工作温度，当频标长期工作后由于抽运光光谱线形的微小变化仍能出现光频移，从而使得频标的频率出现老化漂移现象。而在本文所述的脉冲光抽运脉冲取样光检测的方案中，可以同时调节吸收泡和滤光泡的温度以使 $\Delta E = 0$ 和调节 α 或 T_2 使 (39) 式成立。这样调整好以后的频标即使长期工作时抽运光光谱线形有些变化， ΔE 稍微偏离零一些，但是由于 (39) 式还成立仍能保证 $\delta = 0$ 。所以可以改善频标的长期频率稳定度。

显然，在一般情况下，条件 (32) 和 (42) 式不能同时满足。条件 (32) 式是获得最强讯号，也即获得最佳短期频率稳定度的条件。而条件 (42) 式是获得零光频移，也即获得最佳长期频率稳定度的条件。下面讨论如何使得 (32) 和 (42) 式同时能满足。

由 (32)，(42) 式得，若要两式同时满足必需有

$$2\alpha T_2 = \frac{\pi}{2} + \theta = \frac{3\pi}{2} + \varphi,$$

即

$$\varphi = \theta - \pi \quad (43)$$

由 θ 的表达式可看出： $0 < \theta < \pi/2$ ，所以 $\varphi < 0$ ，相当于 $\Gamma^2 < 4\alpha^2$ 的情况。(43) 式相当于

$$\sin \varphi = -\sin \theta, \quad (44)$$

即

$$\frac{4\alpha^2 - \Gamma^2}{4\alpha^2 + \Gamma^2} = \frac{\Gamma}{\sqrt{4\alpha^2 + \Gamma^2}}. \quad (45)$$

由此得

$$\Gamma = \frac{1}{\sqrt{3}} 2\alpha, \quad (46)$$

即

$$\theta = \pi/6, \quad (47)$$

$$\varphi = -5\pi/6, \quad (48)$$

$$2\alpha T_2 = 2\pi/3, \quad (49)$$

在实验上可先调节 α 或 Γ 使其满足 (46) 式，然后再调节 T_2 ，使 (49) 式成立，这时既可得最强讯号又可得零光频移，即频标的短稳和长稳均可达最佳状态。

三、实验装置

用此方案做成的原子频标，其方块图如图 3 所示。

与一般连续光抽运的方案不同的是物理部分的点灯电压不是直流电压，而是一个在 0 和 24V 之间变化的方波电压，以实现灯的脉冲调制，调制频率是 112 Hz。这时灯射出的光强与时间的关系如图 4 所示。在灯刚点亮时刻，由于灯泡的等效阻抗比较大，从而使得光强出现一个过冲的尖端。当微波共振不发生，透过吸收泡的光强较强，如图 4 中实线所示；当微波共振发生时，透过吸收泡的光强较弱，如图 4 中虚线所示。在本文实验中，正好利用微波共振和不共振时这个光强尖端强弱的变化来进行脉冲取样光检测。光强尖端强弱的变化通过一个脉冲取样保持电路把它变成方波，然后再输入给伺服电路。

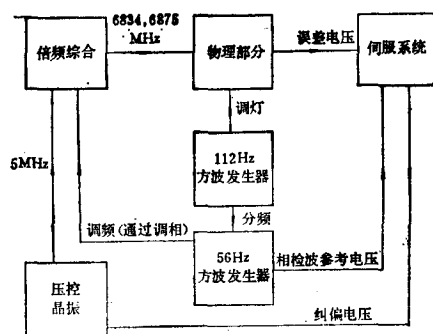


图3 用此方案做成的原子频标方块图

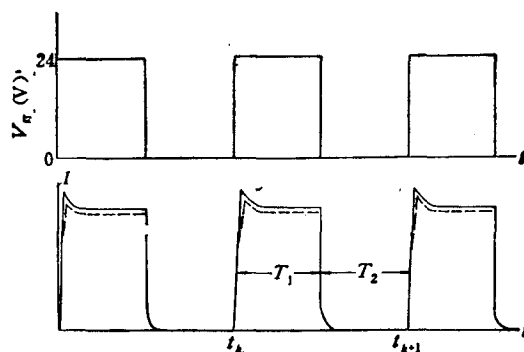


图4 点灯电压 $V_{灯}$ 和光强 I 与 t 的关系 实线代表不发生微波共振,虚线代表发生微波共振。本文实验中取 $T_1 = T_2$

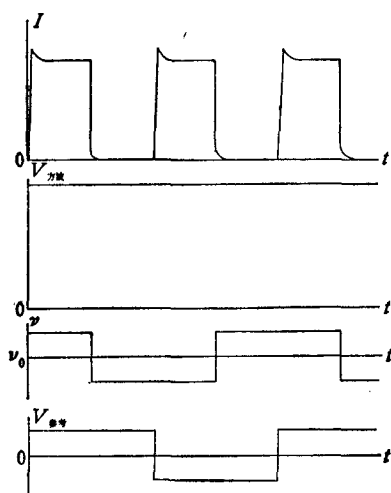


图5 透过吸收泡的光强 I , 方波误差电压 $V_{方波}$, 微波频率 ν , 相检波参考电压 $V_{参考}$ 之间的关系 此图对应于微波频率等于谱线中心频率的情形。
 ν_0 是谱线的中心频率

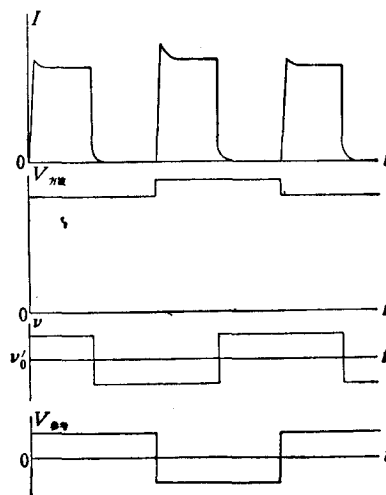


图6 $I, V_{方波}, \nu, V_{参考}$ 之间的关系 此图对应于微波频率小于谱线中心频率的情形,即 $\nu'_0 < \nu_0$ 的情形

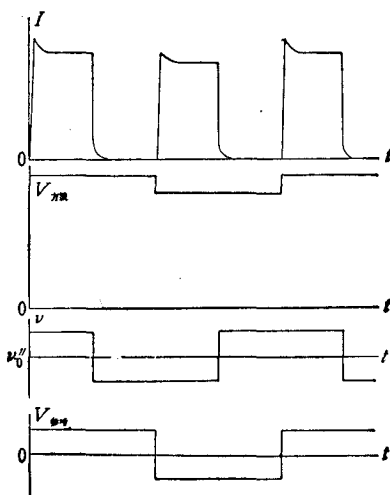


图7 $I, V_{方波}, \nu, V_{参考}$ 之间的关系 此图对应于微波频率大于谱线中心频率的情形,即 $\nu'_0 > \nu_0$ 的情形

当 56Hz 微波方波调频(通过 56Hz 三角波调相来实现的)同时加上后,透过吸收泡的光强以及经过脉冲取样保持电路后的方波误差电压和微波频率以及相检波器参考电压之间的关系分别如图 5—7 所示.

由图可看出:当微波频率精确地在谱线中心频率时,不产生方波误差电压;当微波频率偏离谱线中心频率时,就出现方波误差电压,高于和低于谱线中心频率时出现的方波误差电压位相反,从而可以通过放大、相检波再对晶振进行压控伺服.

本文实验中所测的频率就是用此方案构成的原子频标的输出频率,也就是吸收泡中 Rb^{87} 基态超精细能级 $0-0$ 跃迁谱线的中心频率. 本文实验中吸收泡和灯泡充的都是天然铷,滤光泡充的是 Rb^{85} . 吸收泡和滤光泡保持同一温度. 吸收泡中充以 N_2 和 Ar 的混合缓冲气体,以得到零温度系数. 根据测量,混合气压比为

$$\text{N}_2:\text{Ar} = 1:1.6$$

最佳.

四、实验结果

1) 根据 (30) 式,当 T_2 固定,改变 α (即改变微波功率) 时,应能观察到一个 $g(0)$ 的极大值. 实验结果如图 8 所示.

2) 根据 (38) 式和文献 [8], 只要选择合适的吸收泡的温度 T , 应有 $\Delta E = 0$, 这时 $\delta = 0$, 同时频标的频率应该与微波功率无关. 实验结果如图 9 所示. 由图 9 可看出这个

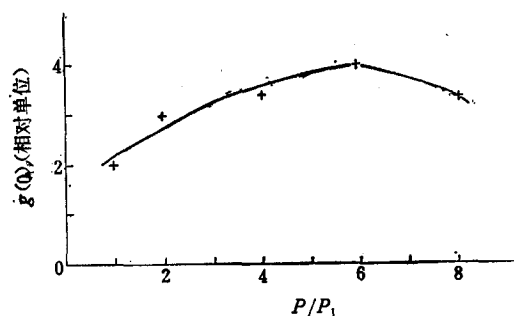


图 8 谱线中心强度 $g(0)$ 与 P/P_1 的关系 P_1 是本实验中用的最小的微波功率

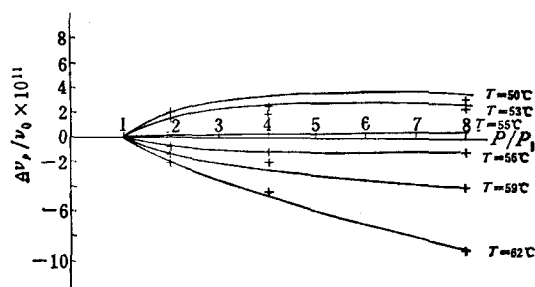


图 9 $\Delta\nu_P/\nu_0$ 与 P/P_1 的关系 ν_0 是频标频率, $\Delta\nu_P = \nu_P - \nu_{P_1}$, ν_P 是微波功率为 P 时频标的频率, ν_{P_1} 是微波功率为 P_1 时频标的频率

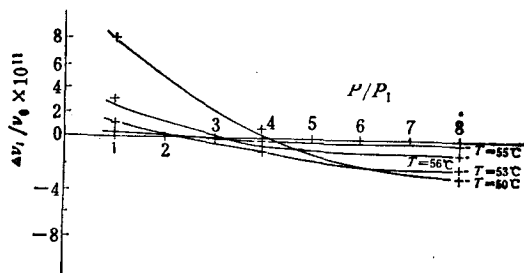


图 10 $\Delta\nu_I/\nu_0$ 与 P/P_1 的关系 $\Delta\nu_I = \nu_{I_1} - \nu_{I_2}$, 在实验中改变光强 I 是通过在灯和滤光泡之间加中性减光片来实现的, 其中 $I_2 = 0.56 \times I_1$, ν_{I_1} 和 ν_{I_2} 分别是光强为 I_1 和 I_2 时频标的频率

$\Delta E = 0$ 的温度在 55°C 左右.

3) 根据 (38) 式, 不管 ΔE 是否等于零, 对应于每一个吸收泡的温度, 只要选择合适的微波功率 (若固定微波功率改变 T_2 也行, 但在实验步骤上较为复杂. 本文实验中是固定 T_2 改变微波功率.) 应能使得 $\delta = 0$. 实验结果如图 10 所示. 由图 10 看出: 在 55°C 附近, $P/P_1 \cong 4$ 时, 对应 (39) 式成立.

以上实验结果定性地与理论符合. 由于理论公式 (38) 式中 δ 与 T, α 的函数关系极为复杂, 另外 (38) 式本身只在作了三能级简化假设后才能得到, 与 Rb^{87} 的实际情况还是有出入, 所以未能把 (38) 式与实验作定量的比较.

在实验工作中本教研室的朱求、宁林同志参加了部分工作, 大华无线电仪器厂的杨福荣、董燕云同志制作了脉冲取样保持电路, 在此表示感谢.

参 考 文 献

- [1] M. Arditi, T. R. Carver, *IEEE. Trans.*, **IM-13**(1964), 146.
- [2] Э. И. Алексеев и др., *Радиотехника и электроника*, **14** (1969), 2026.
- [3] Г. С. Костенко и др., *Вопросы радиоэлектроники. Сер. общетехническая*, **19** (1971), 94.
- [4] Е. Н. Базаров и др., *Радиотехника и электроника*, **18** (1973), 2083.
- [5] Э. И. Алексеев и др., *Радиотехника и электроника*, **19** (1974), 303.
- [6] Э. И. Алексеев и др., *Радиотехника и электроника*, **19** (1974), 1457.
- [7] Ф. Р. Гантмахер, 矩阵论, 第 5 章.
- [8] 韩其智、钱裕昆, 光抽运铷原子频标光频移的讨论, “无线电电子学汇刊”, 第二期, (1980), 1.

REDUCTION OF LIGHT SHIFT IN Rb^{87} FREQUENCY STANDARD USING PULSE SAMPLING OPTICAL DETECTION METHOD

DONG TAI-QIAN
(Peking University)

ABSTRACT

Device of pulse optical pumping and pulse sampling optical detection is presented to reduce the light shift in Rb^{87} atomic frequency standard. The 0—0 transition line shape and light shift is calculated. It is qualitatively, in agreement with the experimental results. With this device, one may expect to improve the long term frequency stability of the passive Rb^{87} atomic frequency standard.