

铷激光器频率的光强和温度效应研究

向渊海 朱熙文 邓金泉 谭永芳

中国科学院武汉物理研究所
波谱与原子分子物理开放研究实验室, 武汉, 430071
1990 年 7 月 9 日收到

本文从实验上研究铷激光器频率的光强和温度特性, 对与光强无关的激光器频率及与此对应的腔频随泡温的变化作了满意的解释. 在降低光强影响的同时, 提出降低激光器频率的温度效应的可行方案.

PACC: 4252; 3220D; 3280B

一、引 言

铷激光器由于输出功率高和谱线纯, 因而具有良好的短期频率稳定度, 但中、长期稳定度则受限于几种系统效应的变化, 逊于其它原子频标而有待改进. 这些系统效应主要是 Zeeman 频移、缓冲气体频移、光频移和腔失谐频移, 除 Zeeman 频移和缓冲气体频移与气压有关部分外, 其余频移的不稳定性来自抽运光强和腔泡系统温度(通常认为腔温与泡温一致)的变化. 因此设法减小后一类频移的数值, 以及它们对光强和温度的敏感, 将有助于提高中、长期性能. 对抽运光引起的微波跃迁谱线的频移和增宽, 即所谓光频移和光增宽, 已进行实验测量^[1-3]和理论研究^[4,5], 并通过将腔频调至某一值, 使光频移与光增宽导致的腔失谐频移相消, 而极大降低以致消除光强变化的影响^[6]. 但是, 对与光强无关的激光器频率及与此对应的腔频的温度特性尚未进行过研究. 为了降低温度变化的影响, 提出过在泡内充以适当气压的缓冲气体, 使缓冲气体频移与腔失谐频移的温度效应相消^[7], 由于此气压值与光强有关, 在充制泡时难于准确控制, 迄今未见有实验报道. 本工作通过一系列腔牵引实验, 系统研究铷激光器频率的光强、温度特性, 测量了光频移、缓冲气体频移、Zeeman 频移和腔失谐频移, 得到与光强无关的激光器频率及对应的腔频(LIFS), 解释了它们随温度变化的特性, 证实在 LIFS 处, 光频移被光增宽引起的腔失谐频移所抵消, 测定了压力频移和压力温度频移, 指出在一定条件下, 可大大降低温度对激光器频率的影响.

二、实验装置与结果

腔牵引实验框图如图 1, 在不同温度、光强和 c 场大小及方向下, 测得激光器频率随腔频的变化. 温度由恒温装置调节, 光强通过加不同数目的经校准的衰减片改变, c 场大

小及方向的改变通过改变螺线管电流的大小及方向而得到。腔频由机械调谐杆细调, 从 HP8672 微波综合器向腔输入一扫描信号, 由二次谐波点判定腔频, 测量精度为 $\pm 1\text{kHz}$, 激光频率由与接收机中频 311kHz 输出相连的 HP5345A 频率计读数。给定温度和 c 场下, 不同光强时的腔牵引曲线示于图 2, 交点 P 为 LIFS 点, 此时激光频率 ν_m^0 与光强无关, 对应的腔频为 ν_c^0 , 在不同温度下测得的 ν_c^0 和 ν_m^0 见图 3。

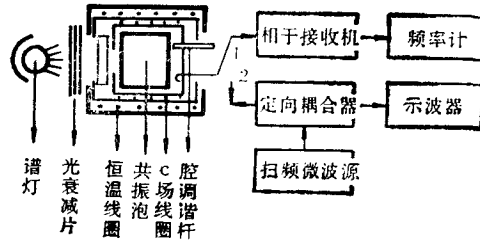


图1 腔牵引实验框图

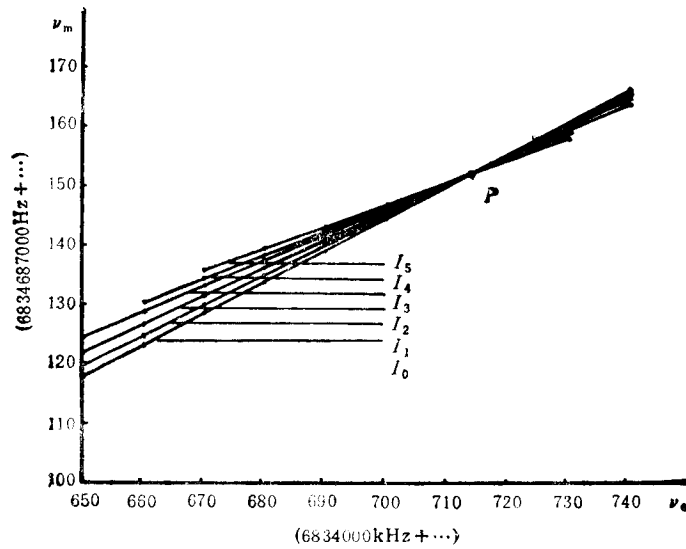


图2 给定温度 60.7°C , 给定 c 场电流 $+3.5\text{mA}$ 下不同光强 I 的腔牵引曲线

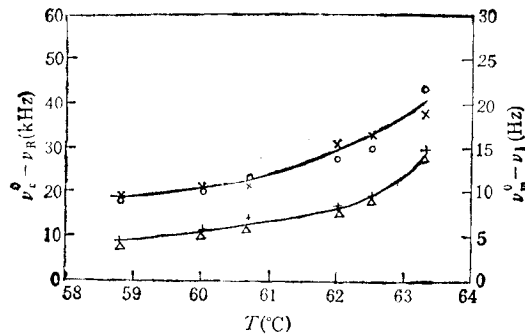


图3 不同温度下与光强无关的激光器频率 ν_m^0 及相应的腔频 ν_c^0
 \circ 为 $-(\nu_R/Q_c)(\alpha/\beta)$; \times 为 $\nu_c^0 - \nu_R$;
 \triangle 为 $-\Delta\nu_0(\alpha/\beta)$; $+$ 为 $\nu_m^0 - \nu_R$

三、结果分析与建议

熟知的腔牵引公式为

$$\Delta\nu_m = \nu_m - \nu_R = \frac{Q_c}{Q_l} (\nu_c - \nu_R), \quad (1)$$

式中 ν_m 为激光器频率, ν_c 为腔频, Q_c 为腔 Q 值, $Q_l = \nu_R / \Delta\nu_l = \nu_R / (\Delta\nu_0 + \beta I)$ 为谱线 Q 值, $\Delta\nu_l$ 为总线宽, $\Delta\nu_0$, βI 分别为无光作用的线宽和光增宽, I 为光强, β 为光增宽系数, ν_R 为无腔牵引时 ($\nu_c = \nu_R$) 的激光器频率. 已知 Q_c , 由图 2 的数据可得 Q_l , 从而得到 $\Delta\nu_l$. 由给定 T , 不同 I 时的 $\Delta\nu_l = \Delta\nu_0 + \beta I_0 \cdot I / I_0$, 可得光强为 I_0 (以及不同 I / I_0 时) 的光增宽和非光增宽, 在本实验条件下, 光增宽在 30—100Hz 范围内变化^[8,9], 与 $\Delta\nu_0$ 数值相近.

1. 频移

改写(1)式为

$$\nu_m = \nu_R + \Delta\nu_m = \nu_0 + \Delta\nu_{BG} + \Delta\nu_H + \alpha I + \Delta\nu_m, \quad (2)$$

式中 ν_R 包括缓冲气体频移 $\Delta\nu_{BG}$, Zeeman 频移 $\Delta\nu_H$ 和光频移 αI 对铷原子无微扰跃迁频率 ν_0 的修正, α 为光频移系数. ν_R 的数值可由(1)式推得, 测量不同光强 (I / I_0) 下的 ν_R 值, 可以推得无光频移时的激光器频率 $\nu_l = \nu_0 + \Delta\nu_{BG} + \Delta\nu_H$ 和光频移 αI ; Zeeman 频移 $\Delta\nu_H^2 = 573(AI_{\pm} \pm H_r)^2$, 这样由给定 T , 不同大小及方向的 c 场电流 I_{\pm} , 可拟合出电流磁场强度系数 A , 剩余杂散磁场 H_r 及 $\nu_0 + \Delta\nu_{BG}$, 系统的 A , H_r 测量值分别为 $(5.5 \pm 0.1) \times 10^{-2}$ G/mA, 和 $(4.5 \pm 0.8) \times 10^{-3}$ G; 缓冲气体频移 $\Delta\nu_{BG} = [\beta_p + \delta(T - T_0)]P$, P 为缓冲气压, β_p 和 δ 分别为压力频移的压力和温度系数, T 和 T_0 分别为工作和参考温度. 由已知的 ν_0 值^[10] 和不同温度下的 $\nu_0 + \Delta\nu_{BG}$ 求得 $\delta \approx 0.37$ Hz/°C · Torr, $\beta_p = 329.3$ Hz/Torr, 泡中充有 10Torr 氮气, 2.5Torr 甲烷, δ , β_p 与已知结果相近^[11].

对光频移和光增宽的物理机制和理论描述, 早已进行过详细的讨论, 并给出相应的计算公式^[5], 但是, 必须知道光强的绝对值和线形才能由所给积分公式进行数值计算. 上述光频移和光增宽随温度的变化趋势, 可通过泡内铷原子密度增高后由于抽运光谱线中心不与吸收线中心重合导致的泡后部抽运光谱线不对称性加剧以及加强减弱而定性说明.

2. LIFS 点

将光频移与光增宽代入(2)式中, 得与光强 I 明显有关的激光器频率表达式

$$\nu_m = \nu_l + \alpha I + \frac{Q_c}{\nu_R} (\Delta\nu_0 + \beta I)(\nu_c - \nu_R). \quad (3)$$

当光频移 αI 与光增宽 βI 导致的腔牵引频移 $\frac{Q_c}{\nu_R} \beta I (\nu_c - \nu_R)$ 相抵消时, 即

$$\nu_c^0 = \nu_R - \frac{\nu_R}{Q_c} \frac{\alpha}{\beta}, \quad (4)$$

激光器频率

$$\nu_m^0 = \nu_l - \frac{\alpha}{\beta} \Delta\nu_0 \quad (5)$$

与光强无关,但仍保留与非光增宽 $\Delta\nu_0$ 相应的腔失谐频移 $-\Delta\nu_0\alpha/\beta$ 。(4) 式中 $\nu_R = \nu_l + \alpha I$, 通常 $\alpha I \lesssim 10\text{Hz}$, 当 I 的变化范围在 1% 时, ν_c^0 的变化 $\Delta\nu_c^0 \approx 0.1\text{Hz}$, 这样(5)式将附加一项 $\frac{Q_c}{\nu_R}(\Delta\nu_0 + \beta I)\Delta\nu_c^0$, 相应的激光器频率相对变化为 10^{-14} 数量级。在不同泡温下,由实测的激光器频率数据拟合得到的 $\alpha I, \beta I$ 推算 $-\nu_R/Q_c \cdot \alpha/\beta$ 和 $-\Delta\nu_0\alpha/\beta$, 与实测的 $\nu_c^0 - \nu_R$ 和 $\nu_m^0 - \nu_l$ 对照示于图 3, 可见两组数据均符合甚好。这表明 $\nu_c^0 - \nu_R$ 和 $\nu_m^0 - \nu_l$ 随温度的变化,确由 α, β 的温度效应所致。因而从实验上验证了(3),(4)两式。

3. 温度效应

(3)式对温度求导,然后令 $\nu_c = \nu_c^0$, 得到 LIFS 处激光器频率随温度的变化率,

$$\left. \frac{\partial \nu_m}{\partial T} \right|_{\nu_c = \nu_c^0} = \left(\delta P + I \frac{\partial \alpha}{\partial T} \right) \left(1 - \frac{Q_c}{Q_l} + \frac{\alpha}{Q_l \beta} \right) + \frac{Q_c}{Q_l} \frac{\partial \nu_c}{\partial T} - \frac{\alpha}{\beta} \left(\frac{\partial \Delta \nu_0}{\partial T} + I \frac{\partial \beta}{\partial T} \right). \quad (6)$$

由实验数据分析,缓冲气压频移的温度变化率((6)式等号右边第一项第一部分)依据气体的种类和混合比可正可负;光频移随温度变化率(第一项第二部分)为负;腔频随温度变化率(第二项)为负;总线宽随温度的变化率(第三项)为负(这里考虑激光器工作在高温端。因为总线宽窄,功率高),其中 $\frac{\partial \Delta \nu_0}{\partial T} > 0, I \frac{\partial \beta}{\partial T} < 0$ 。以上诸变化率均在 $\text{Hz}/^\circ\text{C}$ 数量级或稍小,故可选取适当的气体种类和混合比,使总频率温度系数降至 $0.1\text{Hz}/^\circ\text{C}$ 或更小。由上述实验结果可知, $\alpha, \beta, \Delta\nu_0$ 及它们对温度的导数均与温度有关,即使实际充制的气压偏离选取值,仍可略加调节温度,使 $\left. \frac{\partial \nu_m}{\partial T} \right|_{\nu_c = \nu_c^0} \lesssim 0.1\text{Hz}/^\circ\text{C}$ 。容易实现 $\Delta T = 0.01^\circ\text{C}$, 与此温度变化相应的频率相对变化 $\Delta\nu_m/\nu_0 \approx 1.5 \times 10^{-13}$ 。由此可见铷激光器的温度效应将降低约一个数量级。

四、结 语

本文通过系统的腔牵引实验分析,对各种频移及光增宽特性进行了研究,对观察到的 LIFS 点处的腔频及激光器频率随温度的变化趋势作了实验与理论比较。提出了适当调节温度以补救缓冲气压充制不准,从而大大降低铷激光器频率的温度效应的建议,这对改善激光器的中、长期稳定度是有益的。从实验结果看到,存在一定的误差,这主要是由于实验过程中,系统一端要打开以便改变抽运光强,因而造成系统温度易受环境温度的影响。

[1] M. Arditi and T. R. Carver, *Phys. Rev.*, **124**(1961), 800.

[2] Э. И. Алексеев, Е. Н. Базаров, А. Е. Левишин, *Радиотех. и Электр.*, **14**(1969), 2026.

[3] Е. Н. Базаров, В. И. Губин, *Радиотех. и Электр.*, **13**(1968), 1519.

- [4] A. Kastler, *J. Opt. Soc. Amer.*, 53(1963), 902.
[5] B. S. Mathur, H. Tang and W. Happer, *Phys. Rev.*, 171(1968), 11.
[6] G. Busca, M. Tetu and J. Vanier, *Appl. Phys. Lett.*, 23(1973), 395.
[7] J. Vanier, D. H. Nguyen, G. Busca and M. Tetu, *Can. J. Phys.*, 57(1979), 1380.
[8] 朱熙文、向渊海、陈小源、邓金泉、谭永芳, 原子与分子物理学报, 7(1990), 1249.
[9] Zhu Xiwen, Xiang Yuanhai, Chen Xiaoyun, Deng Jinquan and Tan Yongfang, Proc. of 1989 International Symposium on Electromagnetic Metrology. p 297.
[10] M. Arditi, P. Cerez, *Comp. Rend.*, 274(1972), B43.
[11] M. Tetu, R. Brousseau, N. Cyr, A. Michaud, P. Tremblay and B. Villeneuve, Proc. 39th Ann Symp. Frequency Control, (1985), p. 65.

STUDY OF THE EFFECTS OF THE LIGHT INTENSITY AND TEMPERATURE ON THE FREQUENCY OF THE Rb MASER

Xiang Yuan-hai Zhu Xi-wen

Deng Jin-quan Tan Yong-fang

Laboratory of Magnetic Resonance and Atomic and Molecular Physics,

Wuhan Institute of Physics, Academia Sinica, Wuhan, 430071

(Received 9 July 1990)

ABSTRACT

We studied the effects of the light intensity and temperature on the frequency of the Rb maser experimentally, and satisfactorily explained the changes of the light-independent frequency setting (LIFS) of the cavity and of maser frequency at LIFS under various cell temperatures. We presented a feasible method by which the effects of temperature and light intensity on maser frequency could concurrently be reduced.

PACC: 4252; 3220D; 3280B