

双频塞曼 He-Ne 激光 $g^{(1)}(\tau)$ 的时谱特性及其可能应用

浦兆明

印建平 高伟建

(南京医科大学物理教研室, 南京, 210029)

(苏州大学物理系, 苏州, 215006)

摘要: 本文从塞曼激光器典型的频谱结构出发, 导出了双频塞曼 He-Ne 激光时间相干度 $g^{(1)}(\tau)$ 在纵模频率漂移效应作用下的时谱公式, 分析了相应的时谱特性和频率调谐特性, 并在此基础上探讨了 $g^{(1)}(\tau)$ 时谱特性在某些激光参数测量中的可能应用。

关键词: 双频塞曼激光 时间相干性 $g^{(1)}(\tau)$ 时谱特性 稳频稳幅

Time-spectrum characteristics of $g^{(1)}(\tau)$ of double frequency Zeeman He-Ne laser and its applications

Pu Zhaoming

Yin Jianping, Gao Weijian

(Department of Physics, Nanjing Medical University)

(Department of Physics, Suzhou University)

Abstract: In terms of the typical structure in frequency spectrum of Zeeman He-Ne laser, a time-spectrum formula $g^{(1)}(\tau)$ (the degree of first order temporal coherence) of the double frequency Zeeman laser is derived, considering of the longitudinal mode frequency drift. These research results show that: (1) because of the effect of line width, the time coherence $g^{(1)}(\tau)$ has the variation of period $\tau_0 = 1/\Delta\nu_{dr}$, (2) the variation of time spectrum of $g^{(1)}(\tau)$ is relative to frequency drift of double frequency mode; (3) the time spectrum characteristics of $g^{(1)}(\tau)$ can be used in the measurements of the laser parameters or the frequency stabilization of the double frequency lasers.

Key words: double frequency Zeeman laser temporal coherence time-spectrum property of $g^{(1)}(\tau)$ frequency and power stabilization

一、引言

双频塞曼激光器是一种利用光学塞曼效应和拍频原理研制而成的新颖激光光源, 目前已被广泛应用于双频激光干涉仪, 相干光通讯^[1], 高分辨率激光光谱学及其光学频标^[2]之中。

近年来, 国内外许多学者开展了双频塞曼激光稳频稳幅的理论与实验研究^[3~9], 相应的稳频方法主要有功率调谐稳频法^[4]和拍频调谐稳频方法^[3, 7~9]。前者是利用塞曼分裂的左旋和右旋圆偏振光的功率调谐特性(也即左、右旋光的强度)实现稳频的, 其稳频精度一般为 10^{-9} 量级, 再现性为 10^{-7} 量级, 后者是利用双频塞曼激光的拍频调谐特性(也即左、右旋光的频率差)来实现稳频的, 其稳频精度通常可达 10^{-11} 量级, 再现性达 10^{-9} 量级。在拍频调谐稳频法中又可分为纵向塞曼激光拍频稳频法^[5, 6]、横向塞曼激光拍频稳频法^[3, 7]和偏频锁定稳频法^[8]以及反馈控制激光等离子体折射率的稳频方法^[9]等。本文重点分析了双频塞曼激光时间相干度 $g^{(1)}(\tau)$ 的时谱特性和频率调谐特性, 探讨了 $g^{(1)}(\tau)$ 时谱特性在双频塞曼激光某些参数测量中的可能应用。

二、时谱公式推导

激光双频塞曼 He-Ne 激光典型的频谱结构如图 1 所示。图中 ν_0 为单模激光中心频率, $\nu_{qL}(t)$

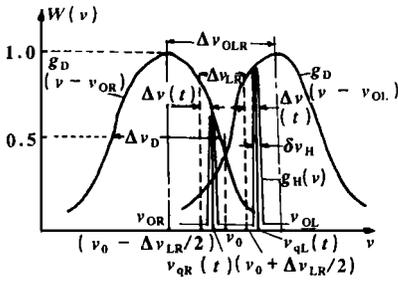


Fig. 1 Frequency spectrum structure of the double frequency Zeeman He-Ne laser

和 $\nu_{QR}(t)$ 分别为 t 时刻左、右旋光的频率位置, ν_{OL} 和 $\Delta\nu_{OR}$ 分别为左、右旋光增益曲线 $g_D(\nu - \nu_{OL})$ 和 $g_D(\nu - \nu_{OR})$ 的中心频率, $\Delta\nu_D$ 为增益线宽, $\delta\nu_H$ 为单频模频宽, 相应的单频模线型为 Lorentz 线型函数, 增益曲线为 Gauss 线型函数; $\Delta\nu_{OLR}$ 和 $\Delta\nu_{LR}$ 分别为塞曼裂距和左、右旋光的频率差 (拍频值), $\Delta\nu(t)$ 为双频 $\nu_{QL}(t)$, $\nu_{QR}(t)$ 相对于频率对称点 $(\nu_0 \pm \Delta\nu_{LR}/2)$ 的频率漂移量。

设塞曼激光器输出的空间模式为 TEM₀₀ 模, 双频模激光各自的增益系数分别为 $g_D(\nu - \nu_{OL})$ 和 $g_D(\nu - \nu_{OR})$, 单频模线型函数为 $g_H(\nu)$, 且假定 $\Delta\nu_{OLR}$, $\Delta\nu_{LR}$ 和 $\Delta\nu_D$ 不随时间而漂移, 或漂移很小, 以致于可忽略不计, 则双频塞曼激光 He-Ne 激光器的功率谱密度可表示为

$$W(\nu) = [\delta_1(\nu)g_D(\nu - \nu_{OR}) + \delta_2(\nu)g_D(\nu - \nu_{OL})] \times g_H(\nu) \quad (1)$$

式中,
$$\delta_1(\nu) = \delta \nu - \nu_{OR} + (\Delta\nu_{OLR} - \Delta\nu_{LR})/2 + \Delta\nu(t) \quad (2)$$

$$\delta_2(\nu) = \delta \nu - \nu_{OL} - (\Delta\nu_{OLR} - \Delta\nu_{LR})/2 + \Delta\nu(t)$$

和
$$\nu_{OLR} = \nu_{OL} - \nu_{OR} = 2g(\mu_B H/h)$$

$$\Delta\nu_{LR} = \nu_{QL} - \nu_{QR} = \ln 2/\pi \cdot 4g\mu_B H/h \cdot (\Delta\nu_c/\Delta\nu_D) \quad (3)$$

$$\Delta\nu_c = c(\alpha + T)/(2\pi L)$$

以及
$$g_n(\nu) = (1/2\pi) \{ \delta\nu_H / [\nu^2 + (\delta\nu_H/2)^2] \} \quad (4)$$

$$g_D(\nu - \nu_{OLR})_{LR} = \ln 2/\pi(2/\Delta\nu_D) \exp - \ln 2(\nu - \nu_{OLR})/\Delta\nu_D^3$$

g 为朗德因子, 对于 632.8nm 线, $g = 1.3$, μ_B 为玻尔磁子, H 为磁场强度, h 为普朗克常数, $\Delta\nu_c$ 为无源腔单模线宽, c 为真空中的光速, L 为激光器腔长, T 为腔镜的透过率, α 为谐振腔的单程损耗。

根据时间相干度的定义和 Wiener-Kintchine 定理

$$g^{(1)}(\tau) = G^{(1)}(\tau)/G^{(1)}(0) \quad (5)$$

$$G^{(1)}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} W(\nu) \exp(-j2\pi\nu\tau) d\nu \quad (6)$$

以及卷积定理, 得到自由运转双频塞曼 He-Ne 激光场 $g^{(1)}(\tau)$ 的时谱公式为

$$|g^{(1)}(\tau, t)| = \exp(-a\tau) |I_{21}^2(t) + I_{22}^2(t) + 2I_{21}(t)I_{22}(t) \cos(2\pi\Delta\nu_{LR}\tau)|^{1/2} \quad (7)$$

式中, $I_{21}(t)$ 和 $I_{22}(t)$ 分别为双频模输出的相对强度, 由下式给出

$$I_{21}(t) = \exp - (\pi^2/4b^2) [\Delta\nu_{OLR} - \Delta\nu_{LR} + 2\Delta\nu(t)]^2 I(t) \quad (8)$$

$$I_{22}(t) = \exp - (\pi^2/4b^2) [\Delta\nu_{OLR} - \Delta\nu_{LR} - 2\Delta\nu(t)]^2 I(t)$$

而
$$a = \pi\delta\Delta\nu_H \quad b = \pi\Delta\nu_D/(2 \ln 2) \quad (9)$$

三、时 谱 分 析

令 $\tau_0 = 1/\Delta\nu_{LR}$ 为双频激光的特征时间, 且设 $\tau = m\tau_0$, 或 $(m + 1/2)\tau_0$ 则由 (7) 式分别得到时延量 τ 为 τ_0 的整数倍, 或半整数倍处的时间相干度

$$|g^{(1)}(0, m\tau_0)| = \exp(-ma\tau_0) \tag{10}$$

和 $|g^{(1)}[t, (m + 1/2)\tau_0]| = \exp[-(m + 1/2)a\tau_0] |I_{21}(t) - I_{22}(t)| \tag{11}$

当单模线宽 $\delta\nu_H \rightarrow 0$, 或 $a\tau \ll 1$ 时, 上述两式可改写为

$$|g^{(1)}(0, m\tau_0)| = 1 \tag{12}$$

$$|g^{(1)}[t, (m + 1/2)\tau_0]| = |I_1(t) - I_2(t)| / |I_1(t) + I_2(t)| \tag{13}$$

式中, $I_1(t) = I_0 \exp - (\pi^3/4b^2) [\Delta\nu_{0LR} - \Delta\nu_{LR} + 2\Delta\nu(t)]^2 \tag{14}$

$$I_2(t) = I_0 \exp - (\pi^2/4b^2) [\Delta\nu_{0LR} - \Delta\nu_{LR} + 2\Delta\nu(t)]^2$$

相应的双频模相对强度 $k(t) = I_1(t)/I_2(t)$ 由下式给出

$$k(t) = \exp(2\pi^3/b^2) [\Delta\nu_{0LR} - \Delta\nu_{LR} + \Delta\nu(t)] \tag{15}$$

通常, 对于 632.8nm 线的双频塞曼 He-Ne 激光器, 当腔长为 $L = 15\text{cm}$, 磁场强度 H 在 300G 以内时, $\Delta\nu_{LR} \approx 0.1 \sim 1\text{MHz}$, 相应的塞曼裂距 $\Delta\nu_{0LR} \approx 100 \sim 1000\text{MHz}$ (与腔稳定因子 $\sigma_0 = 0.94\Delta\nu_0/\Delta\nu_b$ 有关), 特征时间 $\tau_0 \approx 10^{-6} \sim 10^{-8}\text{s}$ 。设 $\Delta\nu_b = 800\text{MHz}$, $\Delta\nu_{LR} = 0.4\text{MHz}$ ($\tau_0 = 2.5 \times 10^{-6}\text{s}$), $\Delta\nu_{0LR} = 400\text{MHz}$ (令 $\sigma_0 \approx 10^{-3}$), 则当频率漂移量 $\Delta\nu(t)$ 从 $-\Delta\nu_b/2$ 单方向漂移至 $\Delta\nu_b/2$ 时, 由(7)~(9)式计算得到 $\tau = 0, \tau_0/6, \tau_0/3, \tau_0/2$, 及 $2\tau_0/3, 5\tau_0/6$ 和 τ_0 处的 $g^{(1)}(\tau)$ 时谱特性曲线, 或当 $\Delta\nu(t) = -\Delta\nu_b/2, -\Delta\nu_b/4, 0, \Delta\nu_b/4$ 和 $\Delta\nu_b/2$ 时, $g^{(1)}(\tau)$ 随时延量 τ 而变化的曲线, 如图 2a 和 b 所示。

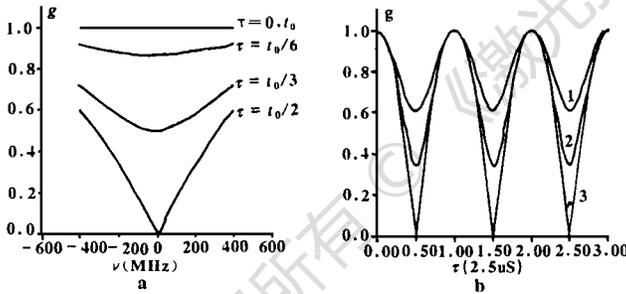


Fig. 2 Time-spectrum characteristics of $g^{(1)}(\tau)$ in the double frequency Zeeman He-Ne laser
a—time spectrum curves of $g^{(1)}(\tau)$
b—relation of $g^{(1)}(\tau)$ to time delay τ

由上述理论分析不难看出, 双频塞曼激光 $g^{(1)}(\tau)$ 具有如下时谱特性:

1. 对于给定的频率漂移量 $\Delta\nu(t)$, 双频塞曼激光的时间相干性 $g^{(1)}(\tau)$ 随时延量 τ (或光程差 $\Delta l = c\tau$) 呈现出周期性的变化, 其周期即为特征时间 $\tau_0 = 1/\Delta\nu_{LR}$ 。当 $\Delta\nu_{LR} = 0.4\text{MHz}$ 时, 与 τ_0 相应的光程差周期 $\Delta l_0 = 750\text{m}$ 。

2. 当时延量 τ 为周期 τ_0 的整数倍 (即 $\tau = m\tau_0$) 时, $g^{(1)}(\tau) = 1$, 或 $\exp(-ma\tau_0)$, 与双频模频率漂移量 $\Delta\nu(t)$ 无关; 而当 $\tau = (m + 1/2)\tau_0$ 时, $0 \leq g^{(1)}(\tau, t) \leq 1$, 与双频率漂移 $\Delta\nu(t)$ 有关, 且在所有的时空点上, $\tau = (m + 1/2)\tau_0$ 处最能有效地反映双频模频率漂移效应 $\Delta\nu(t)$ (尤其是 $m = 0$ 处)。

3. 当 $\tau = (m + 1/2)\tau_0$ 时, 双频激光场的 $g^{(1)}(\tau)$ 不仅与频率漂移量 $\Delta\nu(t)$ 有关, 而且还与激光线宽 $\Delta\nu_b$, 塞曼裂距 $\Delta\nu_{0LR}$ 和双频激光的拍频值 $\Delta\nu_{LR}$ 有关, 因而这表明利用双频塞曼激光 $g^{(1)}(\tau)$ 的时谱特性不仅可实现稳频稳幅, 而且还可用来测量 $\Delta\nu_b$, 或 $\Delta\nu_{0LR}$ 或 $\Delta\nu_{LR}$ 。

4. 此外, 在 $\tau = (m + 1/2)\tau_0$ 处, 双频塞曼激光场的时谱特性呈现出“V”曲线, 仅当 $\Delta\nu(t) = 0$, 也即双频输出强度相等 [$k(t) = 1$] 时, $g^{(1)}(\tau) = 0$ 。

四、应用探讨

设频率调谐量为 $\Delta\nu$, 则由(14)式代入(13)式得到

$$g^{(1)}(\Delta\nu; (\tau_0/2)) = \text{th} (4\ln 2 / \Delta\nu_D^2) (\Delta\nu_{0LR} - \Delta\nu_{LR}) \Delta\nu \tag{16}$$

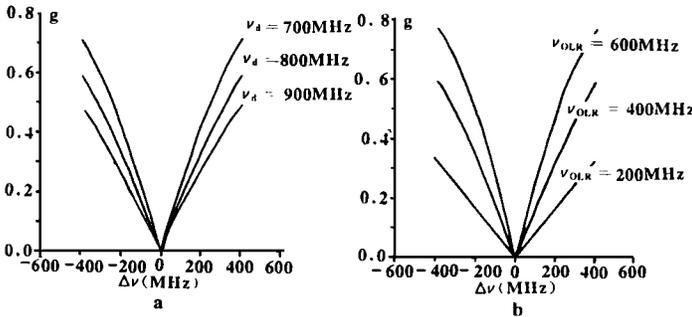


Fig. 3 Frequency tuning feature curves of $g^{(1)}(\tau)$ in a double frequency Zeeman He-Ne laser

此式即为双频塞曼 He-Ne 激光在 $\tau = \tau_0/2$ 处 $g^{(1)}(\tau)$ 的频率调谐公式。当调谐量为 $\Delta\nu = \pm \Delta\nu_D/2$ (单向线性调谐) 时, 由(16)式计算得到相应的频率调谐特性曲线, 如图 3 所示。其中图 3a 的计算参数为 $\Delta\nu_{LR} = 0.4\text{MHz}$, $\Delta\nu_{0LR} = 400\text{MHz}$, $\Delta\nu_D = 700\text{MHz}$, 800MHz 和 900MHz ; 图 3b 的参数为

$\Delta\nu_{LR} = 0.4\text{MHz}$, $\Delta\nu_D = 800\text{MHz}$, $\Delta\nu_{0LR} = 200\text{MHz}$, 400MHz 及 600MHz 。

由图 3 可知: 当给定激光参数 $\Delta\nu_{0LR}$ 和 $\Delta\nu_{LR}$ 时, 不同的激光线宽 $\Delta\nu_D$ 对应着不同的频率调谐特性曲线; 同样当已知激光线宽 $\Delta\nu_D$ 和拍频值 $\Delta\nu_{LR}$ 时, 不同的塞曼裂距 $\Delta\nu_{0LR}$ 对应着不同的频率调谐特性曲线。因此, 如果用锯齿波电压驱动连接于激光谐振腔某一腔镜上的压电陶瓷 PZT, 使激光频率被单向线性调谐, 并采用光纤迈克尔逊干涉仪实时测得 $g^{(1)}(\tau)$ 的频率调谐特性曲线, 即可在已知(或由其他方法测得)激光参数 $\Delta\nu_{0LR}$ 和 $\Delta\nu_{LR}$ 的条件下由(16)式求得激光线宽 $\Delta\nu_D$, 或在已知 $\Delta\nu_D$, $\Delta\nu_{0LR}$ 时求得 $\Delta\nu_{LR}$, 或在已知 $\Delta\nu_{LR}$ 时求得 $\Delta\nu_{0LR}$ 。

此外, 由(16)式或图 3 知, 原理上 $g^{(1)}(\tau)$ 的时谱特性也可用于双频塞曼激光器的稳频稳幅, 其稳频原理类似于纵向塞曼拍频稳频法^[5, 6] 和双纵模激光的干涉稳频法^[10]。

五、结论

我们根据双频塞曼激光器典型的频谱结构, 导出了自由运转状态下双频塞曼 He-Ne 激光时间相干度 $g^{(1)}(\tau)$ 的时谱公式, 分析了相应的 $g^{(1)}(\tau)$ 时谱特性和频率调谐特性。研究发现: 1. 考虑到单频模线宽 $\delta\nu_H$ 的影响, 双频塞曼激光的时间相干性 $g^{(1)}(\tau)$ 呈现出准周期变化的特点, 其周期为 $\tau_0 = 1/\Delta\nu_{0LR}$; 2. 除 $\tau = m\tau_0$ 处外, 自由运转双频激光 $g^{(1)}(\tau)$ 的时谱变化与双频模的频率漂移效应 $\Delta\nu(t)$ 有关, 且在 $\tau = (m + 1/2)\tau_0$ 处, 其 $g^{(1)}(\tau)$ 的时谱变化最大, 最能有效地反映双频模的频率漂移量 $\Delta\nu(t)$ (尤其在 $m = 0$ 处); 3. 双频激光 $g^{(1)}(\tau)$ 的时谱特性可用于双频激光参数($\Delta\nu_D$, 或 $\Delta\nu_{LR}$, 或 $\Delta\nu_{0LR}$) 的测量, 原理上也可用于双频激光器的稳频稳幅。

参考文献

- Wyatt R, Hodgkinson T G. Electron Lett, 1983; 19(14): 550
- 王 强, 张 毅. 物理学报, 1984; 6(4): 1084
- Umeda N, Tsukiji M, Takasaki H. Appl Opt, 1980; 19(3): 442
- 清华大学双频激光组. 物理. 1976; 5(2): 80
- Baer T, Kowalski P, Hill J L. Appl Opt, 1980; 19(18): 3173

电调频半导体激光绝对测量干涉仪*

武勇军 李达成

(清华大学精仪系, 北京, 100084)

摘要: 分析了电调频半导体激光干涉仪的长度绝对测量原理, 介绍了干涉仪的基本结构。实验结果表明, 该干涉仪的绝对测量范围为 0.3~1.5m, 测量误差为 0.1~0.3mm。

关键词: 绝对测量 调频 干涉仪 半导体激光器

A interferometer for absolute distance measurement using diode laser with current-induced frequency modulation

Wu Yongjun, Li Dacheng

(Dept. of Precision Instruments, Tsinghua University)

Abstract: The principle of absolute distance measurement using a diode laser with current-induced frequency modulation is presented. The configuration of the interferometer is described. The experimental results show that the measurable range of the interferometer is 0.3 to 1.5 meter with accuracy of 0.1 to 0.3mm.

Key words: absolute measurement interferometer frequency modulation diode laser

一、引言

半导体激光器不仅体积小, 寿命长, 能量转换效率高, 而且具有很好的频率调制特性。改变它的注入电流强度, 就可以改变其光频率, 而且当注入电流强度低频变化($< 10\text{kHz}$)时, 激光频率随注入电流强度变化而线性变化^[1]。本文将半导体激光器的这种线性调频特性用于长度的绝对测量, 研制出绝对测量干涉仪, 实现了 1.5m 范围内的长度绝对测量。

* 国家教委博士点基金资助。

- 6 王 楚, 沈伯弘, 吴文芳. 光学学报, 1984; 4(9): 808
- 7 巴恩旭, 杨性愉, 刘玉照 *et al.* 光学学报, 1984; 4(5): 398
- 8 廖世强, 赵家铭, 王育竹. 激光杂志, 1988; 9(4): 215
- 9 谢 毅, 张小平. 中国激光, 1991; 18(4): 251
- 10 印建平. 中国激光, 1989; 16(10): 621



作者简介: 浦兆明(附照片), 男, 1954年10月出生。室副主任, 讲师。近年来主要从事激光物理与技术, 量子光学及激光生命科学等方面的科研工作。

印建平, 男, 1955年10月出生。硕士, 教授。长期从事激光物理、光谱学和量子光学等方面的教学与科研工作。

收稿日期: 1995-05-10 收到修改稿日期: 1995-10-15