文章编号：0253-2239(2010)02-0433-07

多纵模激光二极管自混合干涉的观察和分析

胡险峰

（四川大学物理科学与技术学院，四川 成都 610064）

摘要 自混合干涉信号的幅度和波形均会随外腔静态长度发生周期性变化。实验测量了干涉信号幅度和波形随外腔静态长度的变化，并用多模自混合干涉信号叠加的方法计算分析了干涉信号的幅度随外腔静态长度的变化，然后考虑反馈光对内腔反射率和激光介质增益的影响计算分析了干涉信号的波形随外腔静态长度的变化。结果表明，多模激光自混合干涉信号随外腔静态长度变化的周期为内腔的光学长度，而其主极大区域的宽度为激光的相干长度，小于内腔的光学长度。多纵模自混合干涉信号的叠加导致自混合干涉信号的幅度随外腔静态长度发生周期性变化，而波形随外腔静态长度周期性变化则是内腔反射率和激光介质增益均受反馈光影响导致的非线性的结果。

关键词 光学测量；多纵模激光二极管；自混合干涉；相干长度；非线性效应；谱线宽度

中图分类号 TN248.4 **文献标识码** A **doi**：10.3788/AOS20103002.0433

Observation and Analysis on Self-Mixing Interference of Multi-Longitudinal Mode Laser Diode

Hu Xianfeng

(*College of Physical Science and Technology*, *Sichuan University*, *Chengdu*, *Sichuan* 610064, *China*)

Abstract The amplitude and waveform of self-mixing interference signal change periodically with static length of external cavity. The changes of the amplitude and waveform are measured experimentally with variation of static length of external cavity. And, the variation of the amplitude with static length of external cavity is calculated by superposing of self-mixing interference signal of multi-longitudinal mode laser. Then, that variation of the waveform is analyzed by considering the effect of feedback light on reflectivity of laser-cavity and laser medium gain coefficient. Results show that, the variation period of self-mixing interference signal of multi-longitudinal mode laser with static length of external cavity is equal to optical length of laser cavity. While, the width of main maximum region of self-mixing interference signal with variation of static length of external cavity is equal to the coherence length of laser which is less than the optical length of laser cavity. The periodical variation of the amplitude with static length of external cavity comes from self-mixing interference of multi-longitudinal mode laser, and that of the waveform is caused by nonlinear effect produced from feedback light acted on laser cavity and laser medium.

Key words optical measurement; multi-longitudinal mode laser diode; self-mixing interference (SMI); coherence length; nonlinear effect; spectral line width

1 引 言

依据单色波用三镜模型建立的激光二极管自混合干涉(SMI)模型可以对自混合干涉形成的类锯齿波波形进行解释[1~3]。然而，在实验上会观察到自混合干涉信号的幅度随外腔长度作周期性变化，变化的周期正好是内腔的光学长度[4~7]；在实验上还会观察到二倍频的自混合干涉信号[7~9]，但对于这一现象产生的原因认识各异，文献[7]认为倍频的自混合干涉信号是多纵模叠加而导致的，文献[8]认为倍频的自混合干涉信号是光在外腔中两次反射后再进入谐振腔而引起的，文献[9]则认为是外腔反馈较强时引起的。

近几年，在自混合干涉的应用研究方面人们提出了各种方案，如振动及位移的测量分析[10~13]等，

收稿日期：2009-01-12；**收到修改稿日期**：2009-04-18

作者简介：胡险峰(1962—)，男，副教授，主要从事基础物理实验教学方面的研究。E-mail：ruirui@vip.sina.com

但在这些应用中仍然会遇到上述问题。C. Zakian 等[14]对自混合干涉中的静态光强、阈值电流和谐波进行了分析讨论，但上述现象仍然没有得到很好地解释。本文对上述两个现象进行了进一步的实验测量。结果表明，自混合干涉信号的幅度和波形以内腔的光学长度为周期随外腔长度周期性变化，周期性地出现基频的和倍频的自混合干涉信号。反馈光强度变化和激光二极管工作电流变化均会引起自混合干涉信号的幅度和波形发生变化。考虑到基频的自混合干涉信号主要源于内腔前端面反射率变化，倍频的自混合干涉信号则是内腔前端面反射率变化和内腔中介质增益变化共同作用引起，以此来计算分析实验现象。

2 实验测量

2.1 自混合干涉信号

在外腔静态长度变化约 10 cm 的范围内，可以连续观察到自混合干涉信号的幅度随外腔静态长度周期性变化，如图 1 所示。在环境温度为 27 ℃时，对阈值电流为 32，27 mA 的两只激光二极管 LD1 和 LD2，在工作电流分别为各自阈值电流的1.06和 1.07 倍时进行测量，得到图中两条干涉信号幅度随外腔静态长度 ΔL_r 变化的曲线。由图 1 可以看出，LD1 和 LD2 的自混合干涉信号随外腔静态长度变化的周期分别为 1.425，1.438 mm。用图 1 中 LD1 右边一个峰和 LD2 左边一个峰的归一化实验数据，分别按高斯函数 $\exp[-(\Delta L_r/l_c)^2]$做函数拟合，LD1 和 LD2 的拟合参数 $2l_c$ 分别为 0.405，0.687 mm，相关因子大于 0.99，说明在周期性变化的主极大区域信号幅度随外腔静态长度按高斯函数变化。若 $2l_c$ 为激光的相干长度，则对于 672.1 nm 的激光，LD1 和 LD2 的谱线宽度分别为 1.12，0.658 nm。

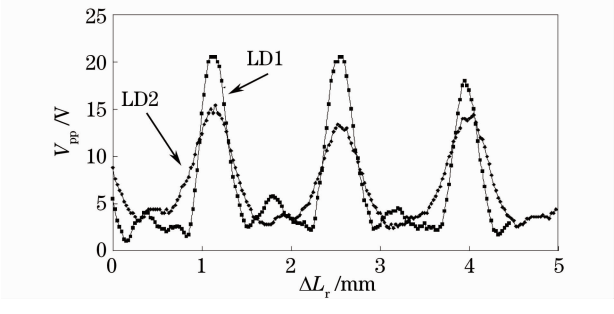

图 1 自混合干涉信号幅度随外腔静态长度变化

Fig. 1 Variation of amplitude of SMI signal with static length of external cavity

2.2 激光二极管出射激光的光谱

LD2 激光二极管在环境温度为 27 ℃，工作电流为阈值电流的 1.07 倍时，激光的光谱如图 2 所示，中心波长 672.1 nm，最高强度的 1/e 处的谱线宽度约 0.81 nm，由此计算出的相干长度为 0.56 mm。随着工作电流从 28 mA 变化到 32 mA，发射激光的中心波长不变，但是谱线宽度则减小。从图 2 得到平均纵模间隔 0.16 nm，最高强度的 1/e 处的谱线宽度约 5 个纵模间隔。由平均纵模间隔和激光波长算出内腔的光学长度 nL_i＝1.41 mm。

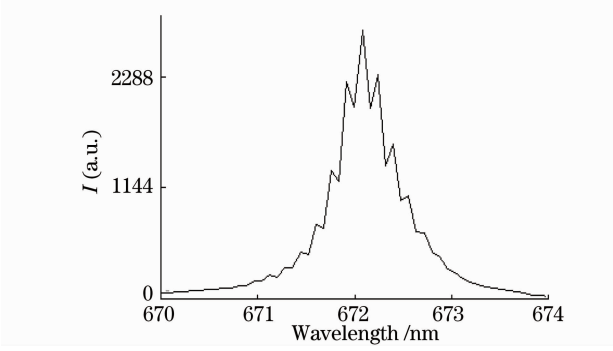

图 2 激光二极管的光谱

Fig. 2 Spectrum of the laser diode

2.3 倍频的自混合干涉信号

图 1 的两个峰之间的区域有一些向上凸起，大致在这个区域的中部会观察到二倍频的自混合干涉信号或出现包含腰峰的干涉信号。图 3 为激光二极管 LD3 在散射光反馈时观察到的自混合干涉信号，为了获得足够强的干涉信号，激光二极管工作电流约为阈值电流的 1.14 倍，散射光反馈对激光二极管的静态输出光强的影响很弱，静态输出光强增大不到 0.08%。图中正弦波为外腔振动的激励信号，驱动外腔振动的扬声器与激励信号处在谐振状态，下部为自混合干涉信号的快速傅里叶变换(FFT)频谱。图 3(a)为基频的自混合干涉信号，图 3(b)为出现下凹和上凸的特征波形时的自混合干涉信号，图 3(c)为二倍频的自混合干涉信号。从图 3(a)，(c)可以看到二倍频 SMI 信号的幅度比基频 SMI 信号幅度减小约一半，从 SMI 信号的 FFT 频谱可以看到二倍频信号的最大频率比基频信号的最大频率提高一倍。不同的激光二极管，工作电流从 1.04～1.2 倍阈值电流，均能观察到类似图 3 的信号波形和信号波形的周期性变化。

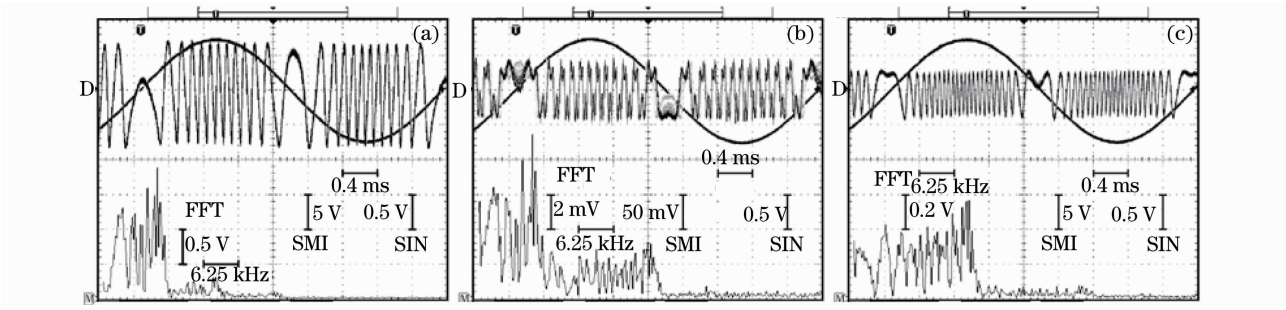

图 3　自混合干涉的基频和倍频信号

Fig. 3　Fundamental frequency and double frequency signals of SMI

图 4 为激光二极管 LD2 在环境温度为 27 ℃，工作电流为阈值电流的 1.07 倍时，观察到的自混合干涉信号随外腔静态长度的变化，图中坐标 u_0 为外腔静态长度变化与自混合干涉信号随外腔静态长度变化周期之比，在 $u_0<0.386$ 和 $u_0>0.614$ 的区域为基频的干涉信号，在 $0.386<u_0<0.614$ 的区域为上凸波形、下凹波形、肩峰、腰峰或倍频的干涉信号。图中圆环区域中干涉信号上腰峰的位置随外腔静态长度变化，从波形的左侧移动到上方形成下凹波形，再移动到波形的右侧。改变工作电流也会观察到相似的移动。在工作电流为阈值电流的1.02倍时，观察不到上凸波形、下凹波形、肩峰、腰峰或倍频的干涉信号，在倍频信号的区域内观察到的信号波形相对基频的波形有些畸变，信号变化频率与基频信号的一样，而且信号幅度比主极大区域的干涉信号的幅度小很多。反馈光较强时静态光强显著增大，腰峰变成类似图 3(c)所示倍频的自混合干涉信号波形，反馈光强增大更容易观察到类似图 3(c)所示的倍频的自混合干涉信号波形。当反馈光被衰减后，静态光强下降 1%，干涉信号的幅度大幅度下降，类似锯齿波形的基频信号波形变为正弦波形，但信号幅度仍然随外腔静态长度周期性变化，在出现倍频信号的区域信号的波形相对基频的波形有些畸变。

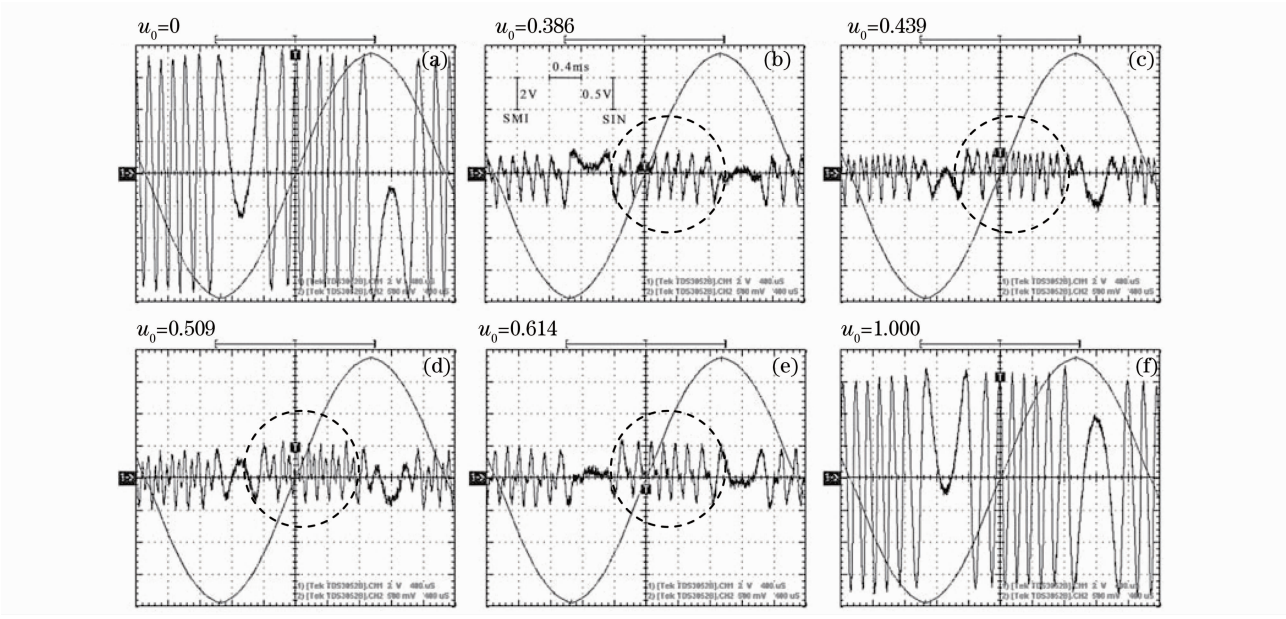

图 4　自混合干涉信号波形随外腔静态长度的变化

Fig. 4　Variation of waveforms of SMI signal with static length of external cavity

3　计算分析

3.1　多纵模叠加

在各个纵模相互独立的情况下，各个纵模之间没有固定的初相位差，忽略光强之和中的交叉项，有反馈光和无反馈光时内腔后端面出射光强之比为

$$I=\sum_{K=1}^{N}\alpha_K G_{mK} I_{mK}\,, \tag{1}$$

式中 α_K 为无反馈光时各个纵模的分布系数，I_{mK} 为

法布里-珀罗腔中第 K 个模在有反馈光和无反馈光时的相对光强，$G_{mK}=(G_{srK}/G_{siK})^m$ 为有反馈光和无反馈光时的增益之比，G_{srK} 和 G_{siK} 分别为有反馈光和无反馈光的单程增益，m 为光在内腔中反射次数[15]。

在反馈光较弱的情况下，仅忽略包含外腔反馈系数 C_K 的 mC_K^3 项和 C_K^2 项，而不忽略 mC_K^2 项，法布里-珀罗腔后端面出射的第 K 个纵模的相对光强可写为[15]

$$I_{mK}=I_m(\varphi_K)-M_m(\varphi_K)\cos\delta_{rK}, \tag{2}$$

$$I_m(\varphi_K)=\frac{(1+mC_K^2/2)(1+r_{iK}^2+2r_{iK}\cos\varphi_K)}{(1+r_{iK})^2}, \tag{3}$$

$$M_m(\varphi_K)=C_K\left[\frac{m}{1+mC_K^2/2}I_m(\varphi_K)-\frac{1-r_{iK}^2}{(1+r_{iK})^2}\right], \tag{4}$$

式中 δ_{rK} 为外腔相邻反射之间的相位差，r_{iK} 为内腔端面反射比，$\varphi_K=\varphi(\delta_{rK})$ 为外腔反馈引起的内腔中相邻反射的相位差的变化，C_K 为外腔反馈系数，与外腔和内腔间反馈光耦合系数、外腔反射面的反射比有关。无外腔反馈时，$C_K=0$，$\varphi_K=0$，内腔前端面的有效反射比 $r_{effK}=r_{iK}$[15]。反馈光很弱时，$I(\varphi_K)\approx 1$，$M(\varphi_K)\approx 10^{-4}\sim 10^{-3}$。

在激光二极管自混合干涉现象中明显伴随着光放大现象。反馈光使激光二极管输出光强增大，外量子效率增大，阈值电流减小。在实验上均能测量到这些量的静态变化，与外腔长度是否变化无关，因此，小信号增益系数和阈值电流必然存在静态变化。小信号增益系数可写为 $g_K=\eta_K(J-J_{th})$，其中 $\eta_K=\eta_i\Gamma_m L_i/eVsv$ 为单位电流强度光增益系数，$J_{th}=eVs_{th}/\eta_i\tau$ 为阈值电流强度，J 为注入电流强度，η_i 为量子效率，Γ_m 为有源区光限制因子，L_i 为内腔长度，V 为有源区体积，s 为注入载流子浓度，v 为介质中光速，s_{th} 为阈值载流子浓度，τ 为载流子辐射复合寿命。由半导体光放大器的大信号单程增益[16]，以及有反馈光和无反馈光时谐振腔后端面出射的第 K 个纵模的单程相对光强 $I'_K=G_{1K}I_{1K}$，可以给出有反馈光和无反馈光时的增益之比 G_{mK}，取其级数展开的 0 阶和 1 阶项，得

$$G_{mK}=\left(\frac{G_{srK}}{G_{siK}}\right)^m\approx G_{mK0}+G_{mK1}\cos\delta_{rK}, \tag{5}$$

$$G_{mK0}=\left[\frac{1+\varepsilon_{iK}+\Delta g_K}{1+\varepsilon'_{iK}I_1(\varphi_K)}\right]^m, \tag{6}$$

$$G_{mK1}=G_{mK0}\frac{m\varepsilon'_{iK}M_1(\varphi_K)}{1+\varepsilon'_{iK}I_1(\varphi_K)}, \tag{7}$$

式中 $\varepsilon_{iK}=I_{iK}/I_{siK}$ 为无反馈光时出光强度与饱和光强之比，$\varepsilon'_{iK}=I_{iK}/I_{srK}$ 为无反馈光时出光强度与有反馈光时饱和光强之比，取 Δg_K 为有反馈光和无反馈光时小信号增益系数的静态变化。由(1)，(2)，(5)式，有反馈光和无反馈光时内腔后端面出射光强之比为

$$I=I_0+\sum_{K=1}^{N}A_K\cos\delta_{rK}+\sum_{K=1}^{N}B_K\cos 2\delta_{rK}, \tag{8}$$

$$I_0=\sum_{K=1}^{N}\alpha_K[G_{mK0}I_m(\varphi_K)-G_{mK1}M_m(\varphi_K)/2], \tag{9}$$

$$A_K=-\alpha_K[G_{mK0}M_m(\varphi_K)-G_{mK1}I_m(\varphi_K)], \tag{10}$$

$$B_K=-\alpha_K G_{mK1}M_m(\varphi_K)/2, \tag{11}$$

(8)式中第一项为有反馈时各个纵模静态相对光强的叠加，在反馈光不是很强时随外腔长度变化很小，为自混合干涉信号中的静态(或慢变化)分量，第二项为自混合干涉信号的基频分量，第三项为自混合干涉信号的二倍频分量。

3.2 基频信号

若外腔做正弦振动，即外腔长度 $L_r=L_0+\Delta L\sin\omega t$，$L_0$ 为外腔静态长度，ΔL 和 ω 为外腔振幅和振动圆频率，令 $u_0=L_0/nL_i$，$\Delta u=\Delta L/nL_i$，则 $u=L_r/nL_i=u_0+\Delta u\sin\omega t$。外腔相邻反射之间的相位差则写为 $\delta_{rK}=2\pi ul_K-u\varphi_K$，$l_K$ 为第 K 个纵模的模式指数[15]。假设主模两侧对称地分布若干个边模，(8) 式中主模两侧各个对称边模对应的参数 α_K，G_{mK0}，G_{mK1}，φ_K，$M_m(\varphi_K)$ 和 $I_m(\varphi_K)$ 是相等的，设 $(\varphi_{-K}+\varphi_K)/2\approx\varphi(u)$，$\varphi(u)$ 与模式无关，随外腔长度和外腔反馈系数变化。令 K 的意义改为边模与主模的模指数差，N 的意义改为主模单侧的边模数，因 $l_{K+1}=l_K+1$，(8)式改写为

$$I=I_0+P_1(u)\cos[2\pi ul_0-u\varphi(u)]+P_2(u)\cos[4\pi ul_0-2u\varphi(u)], \tag{12}$$

$$P_1(u)=A_0+\sum_{K}^{N}A_K\cos(2\pi uK), \tag{13}$$

$$P_2(u)=B_0+\sum_{K}^{N}B_K\cos(4\pi uK), \tag{14}$$

由于 $K\ll l_0$，$P_1(u)$ 和 $P_2(u)$ 随 u 的变化频率相对于 $\cos[2\pi ul_0-u\varphi(u)]$ 随 u 的变化频率要低很多，$P_1(u)$ 和 $P_2(u)$ 分别是基频信号和倍频信号的包络，其和为自混合干涉信号的幅度随外腔静态长度的变化。二倍频分量的包络函数变化周期比基频分量的短一倍，幅度比基频分量的小，在基频分量分布的主极大区域，二倍频分量的影响较小；在基频分量分布的主极大区域之间的区域，基频分量相对较小，二倍频分量则相对较大。实验上则观察到二倍频分

量与基频分量的叠加，形成上凸波形、下凹波形、肩峰、腰峰等干涉信号波形，在基频分量相对二倍分量很小时，则观察到二倍频干涉信号波形。

从实验测量的激光二极管 LD2 激光光谱中得到最高光谱强度的 1/e 处的谱线宽度约 5 个纵模间隔，计算上选择对称分布的 5 纵模叠加。由自混合干涉信号随外腔静态长度变化的实验数据得到激光二极管 LD1 出射激光的线宽为 1.12 nm，LD1 和 LD2 为同样的激光二极管，其内腔相同；由 LD2 的光谱数据确定其内腔光学长度，则 LD1 出射激光的线宽约为 7 纵模间隔，计算上选择对称分布的 7 纵模叠加。由于实验上观察到的倍频分量很小，对干涉信号主极大区域的基频自混合干涉信号的波形基本没有影响，因此，忽略(12)式中的二倍频分量，自混合干涉信号的幅度 ΔI_{pp} 随外腔静态长度的变化即为 $2P_1(u)$。对于激光二极管 LD2，取 $N=2$，$A_0=1$，$A_1=0.42$，$A_2=0.15$。对于激光二极管 LD1，取 $N=3$，$A_0=1$，$A_1=0.53$，$A_2=0.4$，$A_3=0.02$。图 5，6 分别是激光二极管 LD2 和 LD1 的自混合干涉信号随外腔静态长度变化的计算曲线，图中细线为计算曲线，粗线为实验测量曲线。由计算数据得到主极大的幅度下降到最大幅度的 1/e 时的宽度，结合光谱测量确定的内腔光学长度 1.41 mm，可以得出 LD2 的拟合参数 $2l_c=0.689$ mm，接近 LD2 的实验测量值 0.687 mm；LD1 的拟合参数 $2l_c=0.407$ mm，接近 LD1 的实验测量值 0.405 mm。

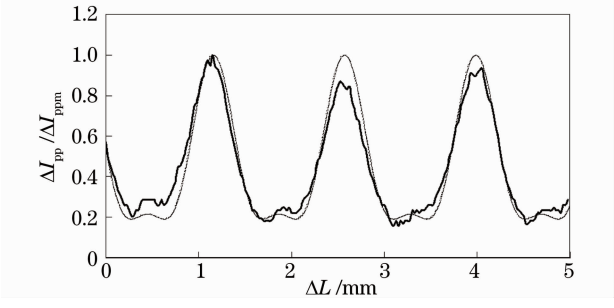

图 5　5 纵模叠加的自混合干涉信号幅度随外腔静态长度的变化

Fig. 5　Variation of amplitude of SMI signal by summing 5 longitudinal modes with static length of external cavity

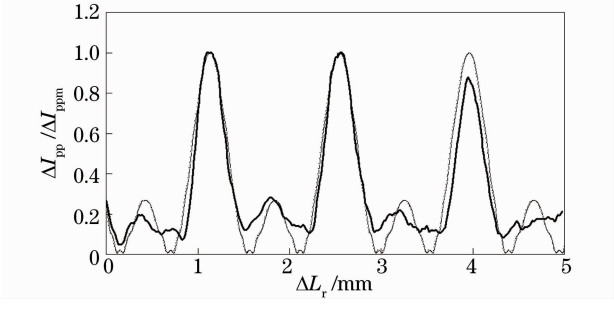

图 6　7 纵模叠加的自混合干涉信号幅度随外腔静态长度的变化

Fig. 6　Variation of amplitude of SMI signal by summing 7 longitudinal modes with static length of external cavity

3.3　倍频信号

对比图 4 圆环区域中干涉信号腰峰位置随外腔静态长度的变化，(12)式中 $\varphi(u)$ 若按图 7 所示随外腔长度周期性变化，取 $N=2$，$A_0=0.82$，$A_1=0.38$，$A_2=0.096$，$B_0=0.18$，$B_1=0.089$，$B_2=0.005$，由(12)式计算出的自混合干涉信号的幅度 ΔI_{pp} 随外腔静态长度的变化与图 5 中的计算曲线基本吻合，由(12)式计算出的自混合干涉信号的波形随外腔长度变化与图 4 所示的情况基本一致，如图 8所示。当 $P_1(u)$ 在两个主极大区域之间的地方分布很小时，则 $P_2(u)$ 就相对较大，由(4)，(7)，(11)式可得到反馈光强增大，$P_2(u)$ 也相应增大，则由(12)式可以得到类似图 3(c)所示的自混合干涉信号波形。

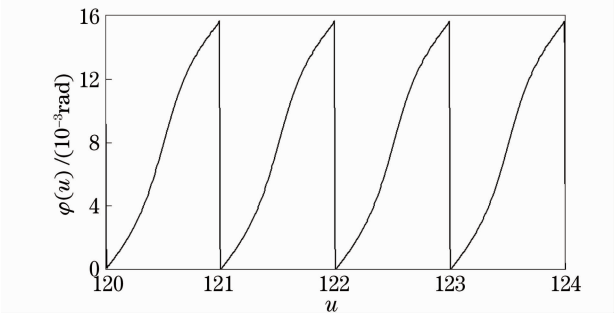

图 7　$\varphi(u)$随外腔静态长度变化

Fig. 7　Variation of $\varphi(u)$ with static length of external cavity

实验上还观察到干涉信号的主极大区域，信号波形随工作电流变化不明显，而主极大之间区域的信号在外腔静态长度不变时，改变工作电流信号波形从二倍频波形变为腰峰波形，或者反过来。由(6)，(7)式可知，工作电流变化对静态增益比和动态增益比的影响不一样。工作电流变化同样要改变(12)式中的 $\varphi(u)$。应当注意的是图 3(b)中同时出现上凸和下凹的自混合干涉信号波形，FFT 频谱显示最高频率超过二倍频，要进一步考虑增益变化的高阶近似和小信号增益系数的动态变化才能描述其规律。

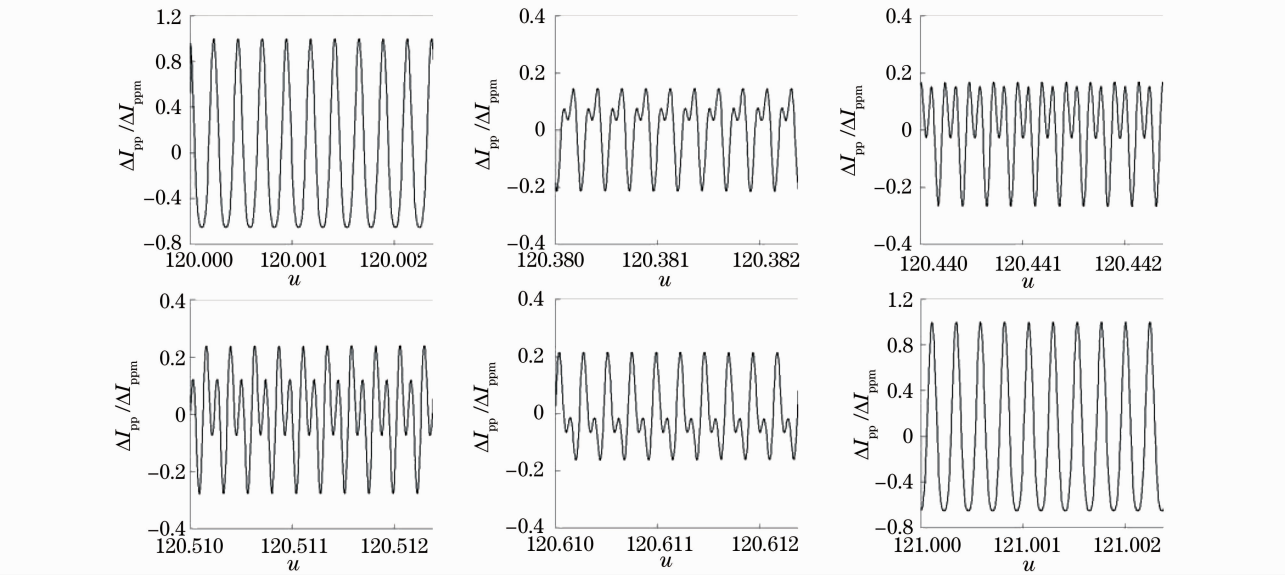

图 8 计算出的自混合干涉信号的波形随外腔静态长度的变化

Fig. 8 Variation of waveforms of SMI signal by calculation with static length of external cavity

4 讨 论

从图 1 可以得出当外腔静态长度处在使自混合干涉信号最强的位置附近时，如果外腔振动的幅度又很大，则叠加在自混合干涉信号上的慢变化信号的变化频率会增加一倍。实验上会观察到类似的慢变化信号与自混合干涉信号叠加在一起的现象。激光的相干长度大，则图 1 中主极大的宽度大，自混合干涉信号的幅度随外腔长度的变化就相对平缓。而如果外腔振动的幅度较小时，叠加在自混合干涉信号上的慢变化信号就相对较弱，更有利于自混合干涉信号的处理。

尽管两个多纵模激光二极管输出激光的相干长度不同，自混合干涉信号随外腔静态长度变化的周期却基本相同，说明多纵模自混合干涉信号随外腔静态长度变化的周期不是激光的相干长度。计算分析表明自混合干涉信号随外腔静态长度变化的周期与激光二极管的谱线宽度和内腔的光学长度有关。自混合干涉信号随外腔静态长度变化的主极大区域随外腔长度按高斯函数变化，主极大区域的宽度为激光的相干长度。外腔长度变化不改变内腔的光学长度，这不同于迈克耳孙干涉中的臂长变化，臂长变化改变了迈克耳孙干涉中两个反射面之间的等效间隔。自混合干涉是发生在内腔中的，外腔长度变化改变返回内腔中的反馈光的相位，即腔内干涉光的初相位[15]，外腔长度可以远大于激光的相干长度。但是，若相干长度太短，则出现自混合干涉信号的区域过于狭窄，不利于观察到自混合干涉信号。自混合干涉的应用应当选用谱线宽度小的单模激光二极管。

若认为倍频的自混合干涉信号是光在外腔中两次反射后再进入谐振腔而引起的，这很难解释，当外腔静态长度变化时，倍频信号每隔一个内腔光学长度周期性出现一次的现象。反馈光会改变内腔端面反射率和内腔中介质增益，仅考虑两者之一时，(8)式右边只有前两项，第二项产生拍和合频(平均频率)，而纵模之间的频差相对主模的频率来说很小，外腔反馈导致主模频率的变化则远小于主模的频率[15]，合频不会等于主模的倍频。因而，(8)式右边第二项不会引起倍频信号，多纵模叠加不会引起自混合干涉信号的倍频分量。反馈光导致静态光强变化百分之几十到几倍，仍然能观察到基频的自混合干涉信号和倍频的自混合干涉信号，而不是仅仅观察到倍频的自混合干涉信号；反馈光衰减后基频的自混合干涉信号变成正弦波形，即反馈在一般认为的弱反馈水平时，在两个主极大之间的区域仍然能观察到波形相对于正弦波形有些畸变，幅度很小的自混合干涉信号。因此，反馈光强弱不是导致倍频的自混合干涉信号的根本原因。

(1)式中 G_{mK} 反映介质增益随反馈光的变化，I_{mK} 为无介质时法布里-珀罗腔后端面出射光强，反映反馈光对内腔前端面反射率的影响[15]。(1) 式中 G_{mK} 和 I_{mK} 相乘，则出射光强就包含随外腔长度变化的二次项，即(8) 式右边第三项，这样自混合干涉信号本身就包含二倍频分量。由于 $G_{mK0} \gg G_{mK1}$，

$I_m(\varphi_K) \gg M_m(\varphi_K)$，(9)～(11)式可以得出自混合干涉信号中静态分量远大于基频分量和二倍频分量，而基频分量又大于二倍频分量，或者大小比较接近。(6)，(7)式给出的介质增益与工作电流、阈值电流、饱和光强和单位电流强度光增益系数有关，所以实验上可以观察到，在阈值电流附近，增大工作电流和增加反馈光强，基频的自混合干涉信号、二倍频的自混合干涉信号和静态输出光强均增大，(8)式基本上可以描述上述的实验现象。单位电流强度光增益系数、阈值电流和饱和光强与量子效率有关，要进一步认识自混合干涉现象需要给出量子效率与反馈光的关系。

通过前面唯象的计算分析和讨论得出，自混合干涉现象是反馈光对有源区边界和内部有源介质产生作用而导致的，仅仅考虑反馈光对有源区边界或内部有源介质作用引起光强变化都不足以解释自混合干涉现象。

5　结　　论

多模自混合干涉信号的幅度随外腔静态长度周期性变化，变化周期为激光二极管内腔的光学长度，自混合干涉信号随外腔静态长度变化的主极大区宽度与激光的相干长度有关，激光的相干长度越大，自混合干涉信号主极大区越宽，自混合干涉信号的幅度随外腔静态长度的变化越平缓，叠加在自混合干涉信号上按外腔振动频率变化的慢信号也越弱。自混合干涉信号源于反馈光在腔内的干涉，因而观察到自混合干涉信号时的外腔静态长度不受激光相干长度的限制，但是相干长度太短则出现自混合干涉信号的区域过于狭窄，不利于观察到自混合干涉信号。

基频的自混合干涉信号源于反馈光对激光二极管内腔端面反射率的幅值和相位调制，有源区介质的静态增益对端面反射率变化导致的光强变化起放大作用。反馈光强弱不是导致倍频的自混合干涉信号的根本原因，倍频的自混合干涉信号不是由多模激光自混合干涉引起的，也不是光在外腔多次反射再反馈回内腔而引起，而是反馈光导致有源区介质增益出现动态变化，以及反馈光导致内腔端面反射率变化所共同作用的结果，是系统边界和系统内部均被反馈影响导致的复杂的非线性现象。

参　考　文　献

1 P. J. de Groot, G. M. Gallatin, S. H. Macomber. Ranging and velocimetry signal generation in a backscatter-modulated laser diode [J]. *Appl. Opt.*, 1988, **27**(21): 4475～4480

2 W. M. Wang, K. T. V. Grattan, A. W. Palmer *et al.*. Self-mixing interference inside a single-mode diode laser for optical sensing applications [J]. *J. Lightwave Tech.*, 1994, **12**(9): 1577～1587

3 Y. G. Yu, H. Y. Ye, J. Q. Yao. Analysis for the self-mixing interference effects in a laser diode at high optical feedback levels [J]. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 2003, **5**(2): 117～122

4 R. Lang, K. Kobayashi. External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties [J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1980, **QE-16**(3): 347～355

5 W. M. Wang, W. J. O. Boyle, K. T. V. Grattan *et al.*. Self-mixing interference in a diode laser: experimental observations and theoretical analysis [J]. *Appl. Opt.*, 1993, **32**(9): 1551～1558

6 H. W. Jentink, F. F. M. de Mul, H. E. Suichies *et al.*. Small laser doppler velocimeter based on the self-mixing effect in a diode laser [J]. *Appl. Opt.*, 1988, **27**(2): 379～385

7 L. Liang, H. Q. Gui, J. P. Xie *et al.*. Effect of external cavity length on self-mixing signals in a multi-longitudinal-mode Fabry-Perot laser diode [J]. *Appl. Opt.*, 2005, **44**(4): 568～571

8 R. C. Addy, A. W. Palmer, K. T. V. Grattan. Effects of external reflector alignment in sensing applications of optical feedback in laser diodes [J]. *J. Lightwave Technol.*, 1996, **14**(12): 2672～2676

9 Hao Hui. The analysis of self-mixing interference for laser diode and experiment study [J]. *Opt. Electron. Technol.*, 2005, **25**(4): 244～247
郝　辉. 半导体激光器自混合干涉理论分析及实验研究[J]. 光电子技术, 2005, **25**(4): 244～247

10 G. Giuliani, S. Bozzi-Pietra, S. Donati. Self-mixing laser diode vibrometer [J]. *Meas. Sci. Technol.*, 2003, **14**: 24～32

11 Yu Yanguang, Guo Changying, Ye Huiying. Vibration menasurement based on moderate optical feedback self-mixing interference[J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(8): 1430～1434
禹延光，郭常盈，叶会英. 基于适度光反馈自混合干涉技术的振动测量[J]. 光学学报, 2007, **27**(8): 1430～1434

12 Xu Xianfeng. Reconstruction of vibration signal from laser diode self-mixing interference signal [J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(6): 1498～1502
胡险峰. 从激光二极管自混合干涉信号重建振动信号[J]. 中国激光, 2009, **36**(6): 1498～1502

13 M. Norgia, G. Giuliani, S. Donati. Absolute distance measurement with improved accuracy using laser diode self-mixing interferometry in a closed loop [J]. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 2007, **56**(5): 1894～1900

14 C. Zakian, M. Dickinson. Self-mixing interferometry with a laser diode: experimental considerations for sensing applications [J]. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 2006, (8): 555～568

15 Xu Xianfeng. Calculation analysis and experimental observation on laser diode self-mixing interference [J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(6): 1111～1116
胡险峰. 激光二极管自混合干涉的计算分析和实验观察[J]. 光学学报, 2008, **28**(6): 1111～1116

16 Zhou Bingkun, Gao Yizhi, Chen Tirong *et al.*. Laser Principle [M]. Fifth Edition, Beijing: National Defence Industry Press, 2004, 332
周炳琨，高以智，陈倜嵘 等. 激光原理[M]. 第 5 版，北京：国防工业出版社, 2004, 332