

高斯光束与谐振腔基模模式光路谐振匹配的分析与校准

崔立红 赵维宁 颜昌翔

Analysis and alignment of the light path of Gauss beam matched to the fundamental mode of an optical resonator

Cui Li-Hong Zhao Wei-Ning Yan Chang-Xiang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 224211 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.224211

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.224211>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I22>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

高稳定性、高质量脉冲压缩飞秒光纤激光系统研究

Femtosecond fiber laser for high-stability and high-quality pulse compression

物理学报.2015, 64(16): 164207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.164207>

$Ba_{1-x}B_{2-y-z}O_4Si_xAl_yGa_z$ 晶体和频可调谐深紫外飞秒激光器

Tunable deep ultraviolet femtosecond sum frequency laser based on $Ba_{1-x}B_{2-y-z}O_4Si_xAl_yGa_z$ crystal

物理学报.2015, 64(16): 164205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.164205>

TmHo 双掺调 Q 激光系统理论与实验研究

Theoretical and experimental researches on Tm and Ho codoped Q-switching laser

物理学报.2014, 63(21): 214205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.214205>

基于 1064 nm 光纤皮秒种子源的 Nd:YAG 再生放大器

A Nd:YAG regenerative amplifier seeded by 1064 nm picosecond fiber

物理学报.2014, 63(13): 134207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.134207>

基于相位调制器与 Fabry-Perot 干涉仪的激光多普勒频移测量方法

Laser Doppler shift measuring method based on phase modulator and Fabry-Perot interferometer

物理学报.2013, 62(18): 184206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.184206>

高斯光束与谐振腔基模模式光路谐振匹配的分析与校准*

崔立红¹⁾²⁾ 赵维宁¹⁾²⁾ 颜昌翔^{1)†}

1)(中国科学院长春光学精密机械与物理研究所, 长春 130033)

2)(中国科学院大学, 北京 100049)

(2015年3月23日收到; 2015年6月25日收到修改稿)

为了降低高斯光束与谐振腔耦合过程中失调量和失配量对基于无源谐振腔测量技术精度的影响, 采用高斯光束变换规律、模式耦合有关理论以及光束传播坐标变换等相关理论, 就失调量和失配量对基模耦合效率的影响分别进行分析和模拟, 并据此给出了一般情况下两个参考量同时存在时基模耦合效率的表达式. 分析表明: 失配量的存在主要影响激光器与谐振腔的耦合效率, 而对高阶模式的激发影响较小, 因此对谐振腔的衰减线型影响较小; 失调量的存在对谐振腔高阶模式的激发起主要作用, 给测量带来严重误差. 该结论为利用腔出射光信号来确定失调参量值的实验方案提供了依据. 因此, 在考虑光源光谱线宽的情况下, 就光源光谱线宽的特性提出两种装调校准方案: 基于法布里-珀罗干涉仪法和基于多维象限探测器探测谐振腔出射光的调节回路, 这将为分析基于无源谐振腔的相关技术测量误差来源以及实现测量系统的高精度装调提供理论指导.

关键词: 光学测量, 光学无源谐振腔, 模式失配, 光轴失调

PACS: 42.55.Ah, 42.60.-v, 42.62.-b

DOI: 10.7498/aps.64.224211

1 引言

光学谐振腔的光腔损耗主要分为衍射损耗、几何偏折损耗、反射不完全损耗、腔内介质的吸收损耗等^[1]. 其中, 衍射损耗是指由光的衍射造成的损耗, 包括因腔镜失调产生的附加衍射损耗; 几何偏折损耗是光线在腔内往返传播时, 可能从腔的侧面偏折出去而引起的损耗. 稳定腔内傍轴光线的几何损耗应为零; 利用腔镜的反射不完全损耗的特点, 通过探测谐振腔出射光强的衰减, 得到腔镜反射率的绝对值, 该特点目前已得到广泛关注, 将成为测量腔镜超高反射率值的唯一手段, 在超高反射率测量技术领域中具有绝对优势^[2-4]; 利用腔内介

质存在吸收损耗的这一特点以及不同气体“指纹”式的吸收谱线特性^[5], 根据朗伯比尔定律, 通过对谐振腔出射光强的变化获得腔内待测气体浓度值, 相关的技术包括腔增强光谱技术^[6]、腔衰荡光谱技术^[7,8]等. 其中, 腔振衰减光谱仪(cavity ring-down spectrometer, CRDS)是近年痕量分析仪器技术发展的突破性标志^[9]. CRDS能够提供现有其他测试方法不可比拟的高性能比, 是一种适用苛刻现场应用条件的通用气体检测手段. CRDS独特的测量技术决定其具有超高灵敏度和超常稳定度. 将一束由激光器产生的定波长基模光束导入CRDS的高锐度光学谐振腔内, 在几块高反射率反射镜和高精度谐振腔镜位置微调机构的联合作用下, 光束在腔内产生谐振, 能量产生聚集, 当探测器测定的能量达

* 国家高技术研究发展计划(批准号: 2011AA12A103)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yanx@ciomp.ac.cn

到指定阈值后, 撤去光源, 谐振腔内的光束持续在反射镜之间反射运行, 在与被测气体分子碰撞作用中, 遵循朗伯比尔定律而发生衰减, 探测器在反射镜后持续观察光束的能量衰减, 记录光束能量衰减到零的时间 (ring-down time, RDT), RDT 的长短与被测气体分子的浓度成正比. 在衰减阶段, 光在谐振腔内的吸收路径可达几十公里, 比其他机构光谱的吸收路径大 10^4 — 10^5 量级. CRDS 的特殊结构使其对绝大多数被测气体组分的测量灵敏度达到 ppbv 量级^[10]. 由于谐振腔的上述特性, 基于无源谐振腔的光谱测量技术目前受国内外学者的广泛关注. 而在这些相关测量技术中, 均广泛存在着激光器与谐振腔的光学匹配问题.

在腔衰落光谱测量技术中, 因激光器与谐振腔都有各自的本征模式, 在入射光耦合进谐振腔时, 便产生了入射光模式与谐振腔本征模式的匹配问题. 为使激光器出射的光束能量可以高效地耦合进光学无源腔, 需要满足频率匹配和模式匹配这两个条件, 其中频率匹配另做讨论^[11], 本文主要研究模式匹配. 模式匹配包括光轴的对准和高斯光束横向场空间分布的重叠两方面, 它们在装调过程中对应的误调情况分别称为失调和失配^[12]. 当入射光和谐振腔基模模式横向场空间分布不能完美匹配时, 即发生模式失配, 入射模将激发起谐振腔多个高阶本征模式^[13], 从而降低了基模的耦合系数, 增加了损失. 并且横模的衍射损耗随其阶次的增加迅速变大, 使得腔出射光功率信号呈多指数函数衰荡, 给测量带来误差; 另一方面, 模式失配使得探测器有限的聚光面积获得的光功率减少, 引起信号信噪比变差, 影响测量精度.

易亨瑜^[14] 针对脉冲腔衰落法中共焦腔腔长失调引起的模式失配对测量精度的影响进行了详细的分析, 提高了测量精度; 谭中奇和龙兴武^[15] 分析和模拟了引起模式失配的光束半径失配和相前曲率失配两个主要因素对一般稳定腔连续波腔衰落法测量的影响, 并进行了实验验证. 本文主要研究激光器与谐振腔在装调过程中产生的失调量和失配量对它们模式匹配的影响, 并由此给出了在进行模式匹配过程中如何判断两者光轴的对准情况和光场分布匹配状态的方法. 通过对不同的误调情况进行数值分析, 得到了表达失调和失配影响量的清晰直接的函数解析表达式, 最终实现了利用模式匹

配后出射的激光光谱功率分布曲线, 得出失调和失配量值大小, 用以指导激光器与谐振腔工程上误调的校准.

2 理论分析及数值模拟

2.1 方形镜谐振腔本征模式的特性

在方形孔径稳定球面腔中存在的高阶高斯光束, 其横截面内的场分布可由高斯函数与厄米特多项式的乘积来描述. 为了便于分析, 选择具有偏振特性的光束, 偏振方向为 x , 传播方向为 z , 则在这样的坐标系中, 腔内的传播光束光场分布可写为^[1]

$$E_{mn}(x, y, z, t) = \sqrt{2\eta P_{mn}} U_{mn}(x, y) \exp(-jkz + j\omega t) \hat{x}, \quad (1)$$

式中, P_{mn} 是阶数为 m, n 的高斯光束功率, $\eta = (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2}$, k 为波数, ω 是角频率, 其中, 厄米-高斯方程 $U_{mn}(x, y)$ 可写成两个方向各自独立的方程. $U_{mn}(x, y)$ 具体的归一化表示形式为

$$U_{mn}(x, y) = U_m(x) U_n(y) = \left\{ \left[\sqrt{2}/(\sqrt{\pi}2^m m! w_x) \right]^{1/2} H_m(\sqrt{2}x/w_x) \times \exp[-j(k/2q_x)x^2 + j(m+1/2)\phi_x] \right\} \times \left\{ \left[\sqrt{2}/(\sqrt{\pi}2^n n! w_y) \right]^{1/2} H_n(\sqrt{2}y/w_y) \times \exp[-j(k/2q_y)y^2 + j(n+1/2)\phi_y] \right\}, \quad (2)$$

这是腔内本征高斯光束的横向场分布的方程 (对应的光斑分布通常为椭圆形状), 其中, w_x, w_y 是 x, y 方向的光斑半径; H_m 和 H_n 是厄米多项式, m, n 为与阶次对应的参数; q_x, q_y 是高斯光束在 x, y 方向对应的复参数; ϕ_x, ϕ_y 是 x, y 方向对应的相位.

由 (2) 式可以看出, x, y 两个方向的振幅分布形式相同并且相互独立. x 方向的高斯光束的阶数用 m 表示, $m = 0, 1, 2, \dots$; y 方向阶数用 n 表示. 为简便起见, 下文中, x, y 方向的表达式形式相同时, 用 μ 表示模式指数 (m 或 n), 用 v 表示高斯光束振幅分布方向 (x 或 y). 例如, 两个方向的高斯光束的复参数可以统一表示为

$$q_v^{-1} = R_v^{-1} - j2/(kw_v^2), \quad (3)$$

其中 R 为高斯光束曲率半径.

2.2 激光器出射光耦合进谐振腔时的振幅关系表示

谐振腔内高阶本征模式的振幅和功率的关系表示为

$$\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (E_{mnq}^* E_{mnq} / \eta) dx dy = P_{mn}, \quad (4)$$

振幅归一化表示为 $\int_{-\infty}^{+\infty} |U_{\mu}(v)|^2 dv = 1$.

激光器出射光耦合进谐振腔时, 入射光的场分布 E_L 和对应的激发起的腔内本征模式的场分布 E_{mnq} 之间的关系可由下式表示:

$$E_L = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} A_{mn} E_{mnq}, \quad (5)$$

式中, A_{mn} 为耦合系数, E_{mnq} 为腔的本征模式的场分布表示式, 振幅耦合系数满足归一化条件, 即

$$\sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} |A_{mn}|^2 = \sum_{m=0}^{\infty} |A_m|^2 \sum_{n=0}^{\infty} |A_n|^2 = 1, \quad (6)$$

$$A_{\mu} = \int_{-\infty}^{+\infty} U_{\mu}^*(v) U_L(v) dv,$$

其中, $U_{\mu}^*(v)$ 是 μ 阶本征模式场归一化场分布函数的复共轭, $U_L(v)$ 是入射厄米高斯光束的场分布函数.

2.3 高斯光束的失调分析

在激光光束与谐振腔模式匹配过程中可能出现以下两个失调量: 1) 激光光轴与谐振腔光轴之间的偏移和倾斜; 2) 入射光束与腔内基模本征光束束腰的位置不重合以及大小不相等. 具体情况如图 1 (b) 所示.

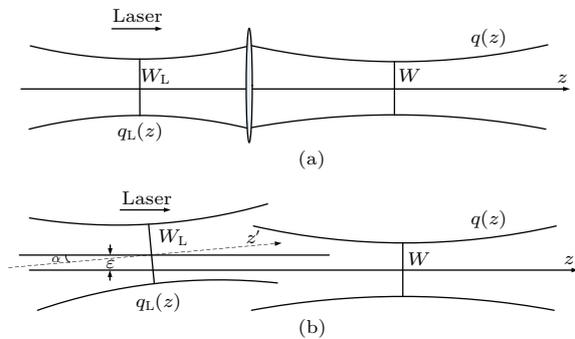


图 1 (a) 入射光场与谐振腔本征模式完美匹配情况; (b) 失调情况
Fig. 1. (a) Laser source coupled into a resonator perfectly; (b) misaligned system.

设入射光束在 x, y 方向的光斑尺寸分别为 w_{Lx} 和 w_{Ly} , 实际光轴与理想光轴的偏移量由 $\varepsilon_x, \varepsilon_y$ 和 α_x, α_y 四个参数表示, 其中 $\varepsilon_x, \varepsilon_y$ 表示实际光轴 z' 在 x, y 方向相对于理想光轴 z 的漂移量, α_x, α_y 则表示相对应的倾斜角度. 下面推导入射光束为基模 ($m = n = 0$) 时的失调情况.

设激光器出射光束的光轴坐标系为 $o'-x'y'z'$, 而存在倾斜和偏移的坐标系为 $o-xyz$. 坐标系的选取规则如下: x 轴在谐振腔的坐标平面上, y 轴垂直于该平面, z 轴为环形谐振腔的光轴. 三者构成右手坐标系, 坐标原点在光束的束腰位置处. 在 $o'-x'y'z'$ 坐标系下, 入射光束基模模式初始相位为零的场分布表示为

$$E_L(x', y', z', t) = \sqrt{2\eta P_L} (2/\pi w_{Lx} w_{Ly})^{1/2} \times \exp[-j(k/2)(x'^2/q_{Lx} + y'^2/q_{Ly})] \times \exp(-jkz' + j\omega t) \hat{x}'. \quad (7)$$

将其转换到存在倾斜和偏移的坐标系 $o-xyz$, 对应的坐标变换关系为 [16]

$$\begin{aligned} x' &= (x - \varepsilon_x) \cos \alpha_x - z \sin \alpha_x \\ &= x - \alpha_x z - \varepsilon_x, \\ y' &= (x - \varepsilon_x) \sin \alpha_x \sin \alpha_y + (y - \varepsilon_y) \cos \alpha_y \\ &\quad - z \cos \alpha_x \sin \alpha_y \\ &= y - \alpha_y z - \varepsilon_y, \\ z' &= (x - \varepsilon_x) \sin \alpha_x \cos \alpha_y + (y - \varepsilon_y) \sin \alpha_y \\ &\quad - z \cos \alpha_x \cos \alpha_y \\ &= z + \alpha_x x + \alpha_y y. \end{aligned} \quad (8)$$

交叉点设为 $z = 0$, 则上述公式可近似为

$$E_L(x, y, z, t) = (2\eta P_L)^{1/2} U_L(x, y) \exp(-jkz + j\omega t) \hat{x}, \quad (9)$$

$$U_L(v) = \left[\sqrt{2}/(\sqrt{\pi} w_{Lv}) \right]^{1/2} \exp \left\{ -j(k/2q_{Lv}) \right. \\ \left. \times [v^2 - 2(\varepsilon_v - q_{Lv}\alpha_v) + \varepsilon_v^2] \right\}. \quad (10)$$

设入射光束的束腰位置为 z 轴坐标 0 点, 且在两个方向的初始相位为零, 则有 $\phi_x = \phi_y \sim 0$, $q_v \sim q_v^* \sim jkw_v^2/2$. 为了较方便地描述失调的情况, 根据以上推导得到的公式, 引入失调参量 ξ 和

失配参量 $o^{[17]}$, 表达式分别为

$$\begin{aligned} \xi_v &= (\varepsilon_v - q_{Lv}\alpha_v)/w_v, \\ o_v &= [(q_v^* - q_{Lv})/(q_v^* + q_{Lv})]^{1/2}, \end{aligned} \quad (11)$$

因 q 参数的定义为^[1] $q(z) = i\frac{\pi w_0^2}{\lambda} + z = q_0 + z$, 则在(11)式中偏移量以光斑大小为单位来计量, 光束的位置偏差 $(\varepsilon_v, \alpha_v)$ 都仅出现在失调参量 ξ 中, 失配量 o 仅与激光光束的 q 参数有关. 较精确地调配情况为 $\xi_v = 0, o_v = 0$. 通过引入以上两个参量, 进一步根据数值分析算法将以上振幅耦合系数的定义式(6)

$$A_\mu = \int_{-\infty}^{+\infty} U_\mu^*(v) U_L(v) dv,$$

改写为以下的形式:

$$A_\mu = W_v E_v M_{\mu v}, \quad (12)$$

其中,

$$\begin{aligned} W_v &= [(w_v/w_{Lv}) 2q_{Lv}/(q_{Lv} + q_v)]^{1/2} \\ &= (1 - o_v^4)^{1/4}, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} E_v &= \exp \left[-\frac{q_v \varepsilon_v^2}{q_{Lv} w_v^2} + \frac{\xi_v^2 (q_v/q_{Lv}) q_v}{(q_v + q_{Lv})} \right] \\ &= \exp \left\{ -\frac{q_v}{q_{Lv}} \left[\frac{\varepsilon_v^2}{w_v^2} - (1 + o_v^2) \xi_v^2/2 \right] \right\}, \end{aligned} \quad (14)$$

$$M_{\mu v} = (2^\mu \mu!)^{-1/2} o_v^\mu H_\mu \left[\xi_v (1 + o_v^2)/\sqrt{2} o_v \right]. \quad (15)$$

可以看出(13)式仅与失配参量有关; (14)式与失调参量和失配参量均有关, 但是当失调参量为0时, 该项为1, 与失配参量无关. 还可以看出, (13)和(14)式与模式的阶次没有关系, 仅表示振幅分布方向. (15)式与模式的阶次有关系, 表示高阶模式被激发时的特征, 且有 $M_{0v} = 1$. 良好的基模模式匹配的情况为 $A_0 = 1, A_\mu = 0$. 对于谐振腔内的基模高斯光束有

$$A_{00} = W_x W_y E_x E_y. \quad (16)$$

对于匹配情况较好时, 有 $\xi_v = 0, q_v = q_{Lv}, o_v = 0$. 则根据(13)—(16)式可以得到 $A_{00} = 1$ 时透射功率为 $P_{00}/P_L = |A_{00}|^2 = 1$.

下面来看两种特殊情况. 第一种是对准较好, 仅单独存在失配的情况, 则根据(13)式可以得到

$$P_{00}/P_L = |W_x|^2 |W_y|^2 = (|1 - o_x^4| |1 - o_y^4|)^{1/2},$$

$$\varepsilon_v = \alpha_v = 0, \quad o \neq 0, \quad (17)$$

可以看出透射功率对失配的情况不敏感. 当激光器与谐振腔的光斑半径差异为10%时, 则可获得的功率比为 $P_{00}/P_L = 0.991$, 即其余的 < 1% 的能量输入到高阶模式, 激发起高阶模式.

第二种特殊的情况为匹配情况较好, 但是存在失调的情况. 此时满足, $q_v = q_{Lv}, W_v = 1$.

$$\begin{aligned} P_{00}/P_L &= |E_x|^2 |E_y|^2 \\ &= \exp \left[-(\varepsilon_x^2/w_x^2 + k^2 w_x^2 \alpha_x^2/2^2) \right] \\ &\quad \times \exp \left[-(\varepsilon_y^2/w_y^2 + k^2 w_y^2 \alpha_y^2/2^2) \right] \\ &= \exp \left[-(|\xi_x|^2 + |\xi_y|^2) \right], \\ o &= 0, \xi_v \neq 0, \end{aligned} \quad (18)$$

则通过(18)式可以看出, 当失调参量为10% ($\xi^2 = 0.1^2 = 0.01$), 则有约1%的能量损失.

在谐振腔内, 光束光腰位置为参考坐标处, q 为纯虚数, 则有

$$q_v/q_{Lv} = \frac{1 - o_v^2}{1 + o_v^2}. \quad (19)$$

可以得到失调和失配情况同时存在时则近似有

$$\begin{aligned} P_{00}/P_L &= |W_x|^2 |W_y|^2 |E_x|^2 |E_y|^2 \\ &= (|1 - o_x^4| |1 - o_y^4|)^{1/2} \\ &\quad \times \exp \left[-(q_x/q_{Lx}) (\varepsilon_x^2/w_x^2 + k^2 w_x^2 \alpha_x^2/2^2) \right] \\ &\quad \times \exp \left[-(q_y/q_{Ly}) (\varepsilon_y^2/w_y^2 + k^2 w_y^2 \alpha_y^2/2^2) \right] \\ &\quad \times \exp \left[-(q_x/q_{Lx}) o_x^2 \xi_x^2/2 \right] \\ &\quad \times \exp \left[-(q_y/q_{Ly}) o_y^2 \xi_y^2/2 \right] \\ &= (|1 - o_x^4| |1 - o_y^4|)^{1/2} \\ &\quad \times \exp \left[-\left((q_x/q_{Lx}) |\xi_x|^2 + (q_y/q_{Ly}) |\xi_y|^2 \right) \right] \\ &\quad \times \exp \left[-(q_x/q_{Lx}) o_x^2 \xi_x^2/2 \right] \\ &\quad \times \exp \left[-(q_y/q_{Ly}) o_y^2 \xi_y^2/2 \right]. \end{aligned} \quad (20)$$

在 x, y 两个方向的失调失配对称, 则根据(20)式可求得当系统中要求 $P_{00}/P_L > 80\%$ 时, 对应光路中的失调情况的限制.

接下来讨论高阶模式被激发的情况, 为了方便理解, 我们将高阶模式被激发的情况用它与基模 ($m = 0, n = 0$) 的比值来表示. 根据厄米-高斯函数的正交性, 可推导得到以下结论.

$$A_\mu/A_0 = M_{\mu\nu} = o_v^\mu (2^\mu \mu!)^{-1/2} H_\mu \left[\xi_v (1 + o_v^2)/\sqrt{2}o_v \right], \quad (21)$$

根据厄米多项式的相关性质 $H_\mu(v \rightarrow \infty) \sim (2v)^\mu$, 则有

$$A_\mu/A_0 = \xi_v^\mu/\sqrt{\mu!} \sim (2\pi\mu)^{-1/4} (e\xi_v^2/\mu)^{\mu/2}, \quad \text{match, } o_v \rightarrow 0; \quad (22)$$

在失调量 $\xi_v \rightarrow 0$ 情况下, 当 μ 为偶数时, $H_\mu(v \rightarrow 0) \sim (-1)^{\mu/2} \mu!/(\mu/2)!$; 当 μ 为奇数时, $H_\mu(v \rightarrow 0) \sim 0$, 则有

$$\left\{ \begin{array}{l} A_{2\mu}/A_0 = \left[(-1/2)^\mu \sqrt{(2\mu)!/\mu!} \right] o_v^{2\mu} \\ \sim (-o_v^2)^\mu / (\pi\mu)^{1/4}, \\ \text{alignment, } \xi_v \rightarrow 0. \\ A_{2\mu+1}/A_0 = 0, \\ \text{alignment, } \xi_v \rightarrow 0. \end{array} \right. \quad (23)$$

从以上公式可以看出存在失调时激发起的高阶模式的功率与失调量的关系. (22) 式表示当两光束匹配较好 (match, $o_v \rightarrow 0$) 时失调量与高阶模式的振幅之间的关系. (23) 式表示两光轴位置校准良好 (alignment, $\xi_v \rightarrow 0$) 时奇数的高阶模式不被激发, 仅激发起偶数阶的高阶模式. 此结论在对激光器出射的光束与谐振腔本征模式进行匹配调节的过程中起到至关重要的作用.

3 检测方法及其实验装置

在激光器频率带宽较宽, 出射光频率范围内包含多个谐振腔谐振频率的情况下, 如果两者没有得到良好匹配校准, 腔内多个高阶模式就会同时被激发. 此时可以直接通过探测谐振腔出射光频率信息确定匹配情况. 然而, 随着激光器性能的发展进步, 在实际应用中通常需要选用的激光器频率带宽较窄, 从频率匹配的角度考虑, 只能激发起谐振腔对应频率的一个模式 (通常理想为基模模式), 此时不能采用直接探测谐振腔透射光频率信息来确定两者匹配情况的方法. 对于此情况, 可以通过对激光器出射光进行相位调制的方法来扩大其出射光频率, 并采用适当的调制范围来确定可能被激发起的模式个数, 最后再通过探测谐振腔透射的光谱信息来确定失调参量信息. 可以采用 Fabry-Perot (F-P) 干涉仪扫描和象限仪探测器等方法来确定出射光束的信息.

3.1 F-P干涉仪扫描方法

通过 F-P 干涉仪扫描装置, 可以在较长波长范围内获得具有一定光强的频率及对应的强度信息 [18], 在校准接近良好的谐振腔时, 利用 F-P 干涉仪对谐振腔出射光谱进行扫描, 可以得到如图 2 所示的频率谱. 其中, 无源谐振腔为方形镜球面腔, 谐振腔有效谐振长度 $L = 1.60$ m, 球面镜曲率半径 $R = 3.00$ m.

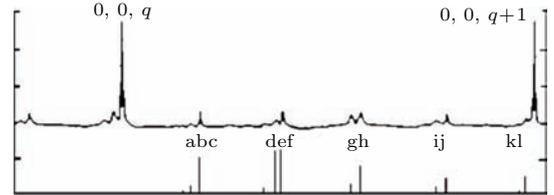


图 2 频率谱. 对应的失调量分别为: $o_x = 0.53 - j0.66$, $o_y = 0.40 - j0.76$; 失调量在 x 方向上为 0, 在 y 方向 $\xi_y = 0.225 - j0.153$, 对应的偏移量为 $180 \mu\text{m}$, 倾斜角为 $49''$

Fig. 2. Frequency spectrum. The corresponding mismatch parameter is $o_x = 0.53 - j0.66$, $o_y = 0.40 - j0.76$; the misalignment parameter of x and y axis is $\xi_x = 0$ and $\xi_y = 0.225 - j0.153$, respectively. The corresponding offset is $180 \mu\text{m}$, the tilt angle is $49''$.

对称方形孔径腔内谐振频率公式为 [19]

$$v_{mnq} = \frac{c}{2\eta L} \left[q + \frac{1}{\pi} (m + n + 1) \cos^{-1} G \right], \quad (24)$$

其中 $G = 1 - L/R$. 根据谐振腔本征模式对应的谐振频率公式, 可以从频率谱的测量结果中得到被激发起的高阶模式阶次信息, 依次进行编号, 结果列于表 1 和表 2.

表 1 a—l 对应的被激发起模式的阶次信息

Table 1. Gaussian modes corresponding to Hermite-Gaussians excite for a—l.

模式 编号	阶次 信息	模式 编号	阶次 信息	模式 编号	阶次 信息
a	(0, 11, $q - 2$)	e	(0, 7, $q - 1$)	i	(0, 0, $q - 1$)
b	(0, 6, $q - 1$)	f	(0, 2, q)	j	(0, 4, q)
c	(0, 1, q)	g	(0, 8, $q - 1$)	k	(0, 10, $q - 1$)
d	(0, 12, $q - 2$)	h	(0, 3, q)	l	(0, 5, q)

通过扫描方法获得激发起的高阶模式所对应的频率以及振幅值, 根据谐振频率 (22) 式获得对应的被激发起的阶次信息. 根据本文所述的理论分析, 需要通过以下步骤来确定各个失调参量的值.

1) 在一个方向 (x) 上调整入射光束的光轴方向和位置, 通过检测 $1, n, q$ 模式的缺失, 来判断在此方向 (x) 上的光轴失调量为零;

2) 再通过比较基模模式 $(0, 0, q)$ 与激发起的其他高阶模式的振幅比值 A_n/A_0 , 根据 (23) 式得到另一方向 (y) 上的校准情况, 进一步调整;

3) 利用偶数阶高斯光束的特性, 将 (23) 和 (24) 式分别用到 y 方向、 x 方向的高阶高斯光束上, 可以得到失配参量的大小, 这样未知的误调因素仅为 y 方向上的失调量;

4) 挑选出与基模比值最大的九条 $0-n$ 和 $0-0$ 模式, 根据 (22) 式用最小二乘法拟合得到 y 方向的失调量.

通过以上步骤的求解, 可以近似求得失调参量的大小, 进而进行重新的调整, 最终确定是否满足要求.

表2 可能存在的模式阶次简并部分.

Table 2. Overlapping Gaussian modes existed possibly.

模式编号	阶次重叠部分	模式编号	阶次重叠部分
a	$(2, 3, q-1)$	i	$(2, 1, q)$
d	$(2, 4, q-1)$	k	$(2, 2, q)$
g	$(2, 0, q)$		

3.2 采用象限仪探测器的方法

以上的求解过程适用于激光器的线宽较宽, 可以同时激发起不同的高阶模式的情况, 但是在实际应用中, 为仅激发起单一模式, 通常选用带宽很窄的激光器, 需要对激光器出射光进行调制. 因为误调量较小, 则基模耦合系数较大, $A_{00} \approx 1$, 而一阶 ($0-1$ 或 $1-0$) 高阶模式 $A_{01} \ll 1$, 一阶模式即便被激发起, 耦合效率较低, 此时可以通过调制入射光场的频率及强度进行补偿, 贝塞尔函数较为合适. 调制后的入射光场分布表示为

$$E_{Lm} = E_0 \left\{ \sum_{k=0}^{\infty} J_k(m) \exp[i(w + kw_m)t] + \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k J_k(m) \exp[i(w - kw_m)t] \right\}, \quad (25)$$

其中, w_m 为调制频率, k 为调制阶次, J_k 为 k 阶贝塞尔函数, m 为调制指数. 可以通过限制 w_m 的大

小来保证仅激发起一阶模式便可确定两个位置失调参量的大小, 此时的场分布表达式为

$$E_t \approx E_0 t_c \left\{ A_{00} J_0(m) \exp(iwt) U_0(x) + A_{10} J_1(m) \exp[i(w + w_m)t] U_1(x) \right\} U_0(y). \quad (26)$$

对应的光强表示为

$$I_t(x, y) = E_t^* E_t = T_c E_0^2 \left[|C_{00}|^2 J_0^2(m) U_0^2(x) + |C_{01}|^2 J_1^2(m) U_1^2(x) + 2J_0(m)J_1(m)U_0(x)U_1(x) \times A_{00}A_{10} \exp(-iw_m t) \right], \quad (27)$$

其中 $A_{00}A_{10}$ 表示 $0-0$ 和 $1-0$ 模式的耦合系数. 因为厄米-高斯函数在整个积分空间上是正交的, 所以在整个面积上进行探测时得到的光电流信号是直流信号. 由于在整个区间一阶模式的电场分布对于水平轴 (垂直轴) 是反对称的, 而基模模式的场分布关于水平轴 (垂直轴) 是对称的, 这样通过探测两个区域的信号差则可以得到装调信息. 根据 (12)—(15) 式以及厄米多项式 $H_1(x) = x$, 可以求得与阶次有关的 $M_{0x} = 1$, $M_{1x} = \xi_x (1 + o_x^2)/2$, 再根据 (27) 式, 可以将获得的差分电流近似地写为

$$i_{\text{det}} \approx \frac{e\eta}{hv} \int_{-\infty}^{\infty} dy \left(\int_0^{\infty} I(x, y) dx - \int_{-\infty}^0 I(x, y) dx \right) \approx \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/2} \left(\frac{2e\eta\lambda}{hc} \right) P_0 T_c J_0(m) J_1(m) \times \left[\frac{\varepsilon_x}{w_{x0}} \cos(w_m t) - \frac{\alpha_x}{\alpha_{x0}} \sin(w_m t) \right], \quad (28)$$

其中 $\alpha_{x0} = w_{Lx}/w_{x0}$. 根据 (28) 式可知, 通过探测调制频率 w_m 处透射光束在对称区域的一阶电流信号差, 可以获得光轴对准的信息, 且偏心和倾斜角的获取是相互独立的. 由前面的分析可知, 模式失配对衰荡线型的影响较小, 仅仅影响耦合强度, 所以通过匹配镜即可获得较为理想的光斑大小的匹配. 这样在装调的过程中, 光轴的对准就显得尤为关键.

对此, 利用象限光电探测器可以满足以上的要求并同时获得垂直面和水平面两个方向的一阶模式的信息. 将探测面积关于对称轴分成两部分, 通过二维差分探测器分别探测两个面积的光电流得到较强的信号差^[20]. 对应电路如图 3 所示.

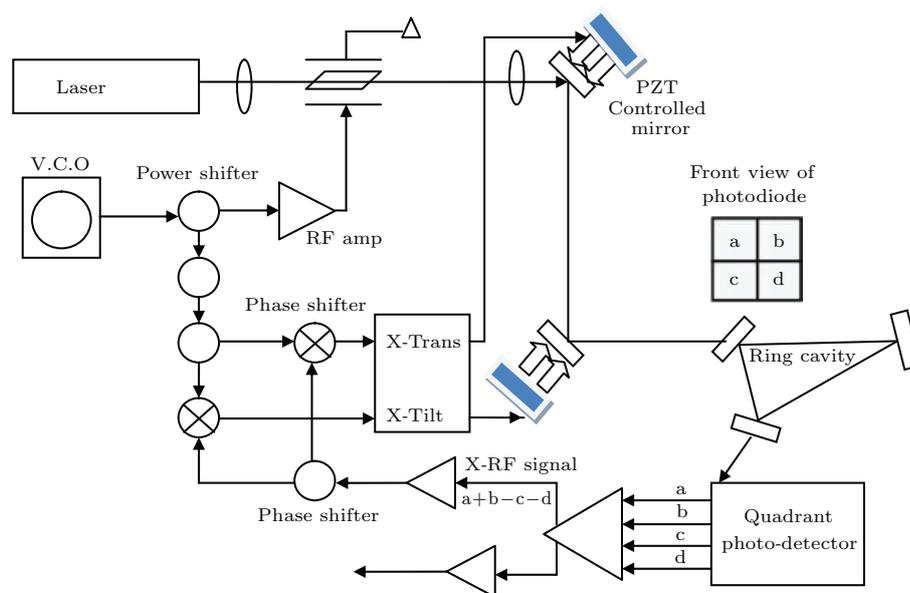


图3 基于象限探测器调节控制回路示意图

Fig. 3. Schematic of control loops alignment system based on quadrant detector.

象限仪探测器具有四个自由度, 对应着垂直和水平两个方向上各自的偏移和倾斜共四个未知量, 将探测器四个象限区域标记为 a, b, c, d, 根据 (25) 式将两个支路的信号分别组成为 $a + b - c - d$ 和 $a - b - c + d$ 模式, 该计算方法可以获得两个方向的差分信号. 将 a, b, c, d 四个信号分别经过放大、求和、差分提供合适的 RF 探测信号, 将信号传给腔长调节模块, 通过 PZT 对失调量进行修正, 形成调节控制闭环.

4 结 论

本文利用理论公式对激光器与谐振腔装配过程中失调量的影响进行了分析. 从 (12)—(15) 式可以看出: 失配量对能量耦合效率影响较大; 而失调量不仅影响光强耦合效率, 还影响激发起的模式的阶数, 失调量越大, 对应的高阶模式的振幅比例越高, 被激发起的高阶模式越多. (20) 式表征了当失调量和失配量同时存在时基模耦合效率的值, 利用该公式配合所设计系统对能量耦合率的限制, 可以提出对各个失调量的精度要求, 实现能量的高效利用. 根据本文提出的计算理论, 可以对谐振腔内高阶模式被激发的情况进行详细分析, 同时本文由此给出了对应于特定谐振腔及所用激光器特性的较为合理的失调量监测和调节方案. 其中 F-P 干涉仪扫描方法适用于光源光谱频率较宽, 包含了多个高

阶模式频率的情况, 可以实现同时对激发起的高阶模式的光谱信息探测. 该方法使用较为简单的实验器件搭建方案, 适用范围较广, 但是调节精度不高. 而利用象限探测器探测差分光电流信号, 获得误差量值, 根据误差量的大小对光路位置重新调整, 在光路调节中形成控制闭环的方法, 对系统中失调量的调节精度较高. 虽然该方法在器件选用和电路设计上很复杂, 但较好地满足了对失调量精度要求较高的测试系统的需求.

目前在仪器设计中并没有对匹配信息调节闭环控制的环节 [21]. Zare 等 [22] 所设计的测量系统中利用电荷耦合器件 (CCD) 来探测谐振腔出射光斑分布, 但是该方法不仅对 CCD 的分辨率要求较高, 并且受 CCD 的探测范围限制, 不能应用于吸收频率处于近红外波段的气体探测系统中, 如 CH_4 等.

本文从完善的理论公式推导以及实验设计两方面较为全面地分析了激光器与无源谐振腔装配过程中出现的失调量和失配量对最终出射光功率模式匹配和耦合效率的影响, 并据此给出了相应的误差精度计算以及调节方法, 对以后基于无源谐振腔的多种光谱测量技术的发展均具有较高价值的指导意义.

感谢中国科学院长春光学精密机械与物理研究所空间一部激光光谱应用技术课题组的顾志远等各位同事在光学失配量确定方法方面的有益讨论, 感谢贤光师姐在光路结

构设计上的启迪,感谢鞠国浩同学在资料整理方面给予的帮助支持.

参考文献

- [1] Zhou B K, Gao Y Z, Chen T R, Chen J H 2012 *Laser Principle* (Vol. 6) (Beijing: National Defense Industry Press) pp29–74 (in Chinese) [周炳琨, 高以智, 陈倜嵘, 陈家骅 2012 激光原理 (第六版) (北京: 国防工业出版社) 第29—74页]
- [2] Li B C, Gong Y 2010 *US Patent* 7 679 750 B2 [2010-03-16]
- [3] Gong Y, Li B C, Han Y L, Liu M Q 2008 *Proc. SPIE* **7132** 71320U
- [4] Qu Z C, Han Y L, Xiong S M, Li B C 2011 *Proc. SPIE* **8190** 81901C
- [5] Rothman L S, Gordon I E, Barbe A, Chris Benner D, Bernath P F, Birk M, Boudon V, Brown L R, Campargue A, Champion J P, Chance K, Coudert L H, Dana V, Devi V M, Fally S, Flaud J M, Gamache R R, Goldman A, Jacquemart D, Kleiner I, Lacombe N, Lafferty W J, Mandin J Y, Massie S T, Mikhailenko S N, Miller C E, Moazzen-Ahmadi N, Numenko O V, Nikitiin A V, Orphal J, Perevalov V I, Perriin A, Predoi-Cross A, Rinsland C P, Rotger M, Simeckova M, Smith M A H, Sung K, Tashkun S A, Tennyson J, Toth R A, Vandaele A C, van der Auwera J 2009 *J. Quant. Spectrosc. Radiative Transfer* **110** 533
- [6] Maisons G, Carbajo P G, Carras M, Romanini D 2010 *Opt. Lett.* **35** 3607
- [7] Chen Y U, Yan W B 2007 *Proc. SPIE* **6756** 675607
- [8] Thorpe M J, Hudson D D, Moll K D, Lasri J, Ye J 2007 *Opt. Lett.* **32** 307
- [9] Keefe A O, Deacon D A 1988 *Rev. Sci. Instrum.* **59** 2544
- [10] Romanini D, Kachanov A A, Laboratoire E S 1997 *Chem. Phys. Lett.* **270** 546
- [11] Siegman A E 1986 *Laser* (Mill Valley: University Science Book) p267
- [12] Klaassen T, de Jong J, van Exter M, Woerdman J P 2005 *Opt. Lett.* **30** 1959
- [13] Dong Y H, Ding Y G, Xiao L 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5629 (in Chinese) [董玉和, 丁耀根, 肖刘 2005 物理学报 **54** 5629]
- [14] Yi H Y 2006 *Chin. J. Lasers* **33** 399 (in Chinese) [易亨瑜 2006 中国激光 **33** 399]
- [15] Tan Z Q, Long X W 2007 *Chin. J. Lasers* **34** 962 (in Chinese) [谭中奇, 龙兴武 2007 中国激光 **34** 962]
- [16] Wang J, Lu E, Wang J Q 1999 *Opt. Precision Eng.* **7** 48 (in Chinese) [王俊, 卢铿, 王家骥 1999 光学精密工程 **7** 48]
- [17] Sayeh M R, Bilger H R, Habib T 1985 *Appl. Opt.* **24** 3756
- [18] Gwenaël G, Guillermo M, Coutaz J L, Duvillaret L, Kassi S, Romanini D 2007 *Appl. Opt.* **46** 2001
- [19] Fang H L 1979 *Acta Phys. Sin.* **28** 430 (in Chinese) [方洪烈 1979 物理学报 **28** 430]
- [20] Sampas M N, Anderson D Z 1990 *Appl. Opt.* **29** 394
- [21] Zare R N, Harb C C, Paldus B A, Spence T G 2003 *US Patent* 6 532 071 B2 [2003-03-11]
- [22] Zare R N, Harb C C, Spence T G 2000 *US Patent* 6 084 682 [2000-07-04]

Analysis and alignment of the light path of Gauss beam matched to the fundamental mode of an optical resonator*

Cui Li-Hong¹⁾²⁾ Zhao Wei-Ning¹⁾²⁾ Yan Chang-Xiang^{1)†}

1) (*Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun 130033, China*)

2) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

(Received 23 March 2015; revised manuscript received 25 June 2015)

Abstract

In order to reduce the influences of misalignment parameter and mismatch parameter on measurement based on optical resonator, the influence on the coupling efficiency of a source laser is stabilized to a fundamental cavity mode, and two limiting cases are analyzed and derived by using conversion of Gaussian beam, mode coupling theory and coordinate transformation theory, including the expression of coupling efficiency of fundamental cavity mode as two limiting cases emerge simultaneously. Analyses show that for mismatch parameter, only even-indexed Hermite-Gaussians beam is excited; for misalignment parameter, there exists an effect on the proportion of Hermite-Gaussians beam, which should bring about serious measurement error. These optical signals provide the error signals which are minimized. By taking the laser line width into account, we propose two methods for real time alignment of a Gaussian beam for an optical resonator perfectly coupled system: Fabry-Perot electro-optic sensors of a misadjusted system and control loops system depends on detecting emergent light of cavity via multi-dimensional quadrant detector. All of these will provide a theoretical direction for analyzing the measurement error and improving the measurement accuracy.

Keywords: optical measurement, optical resonator, mode mismatch, optic axis misalignment

PACS: 42.55.Ah, 42.60.-v, 42.62.-b

DOI: [10.7498/aps.64.224211](https://doi.org/10.7498/aps.64.224211)

* Project supported by the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2011AA12A103).

† Corresponding author. E-mail: yan cx@ciomp.ac.cn