

基于多层电介质光栅光谱合成的光束质量

姜曼 马鹏飞 周朴 王小林

Beam quality in spectral beam combination based on multi-layer dielectric grating

Jiang Man Ma Peng-Fei Zhou Pu Wang Xiao-Lin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 104203 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.104203

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.104203>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I10>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

超长腔碳纳米管锁模多波长掺镱光纤激光器

Ultra-long cavity multi-wavelength Yb-doped fiber laser mode-locked by carbon nanotubes

物理学报.2015, 64(20): 204205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.204205>

石墨烯被动锁模全正色散掺镱光纤激光器中的暗脉冲及其谐波

Dark pulses and harmonic mode locking in graphene-based passively mode-locked Yb³⁺-doped fiber laser with all-normal dispersion cavity

物理学报.2015, 64(19): 194205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.194205>

基于 10 m 光子晶体光纤的放大自相似锁模振荡器研究

Amplifier similariton oscillator using 10 m photonic crystal fiber

物理学报.2015, 64(18): 184210 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.184210>

国产光纤实现直接抽运全光纤化 3000 W 级激光输出

3000 W direct-pumping all-fiber laser based on domestically produced fiber

物理学报.2015, 64(16): 164204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.164204>

高速线性光采样用被动锁模光纤激光器重复频率优化

Repetition rate optimization of passively mode-locked fiber laser for high-speed linear optical sampling

物理学报.2015, 64(13): 134206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.134206>

基于多层电介质光栅光谱合成的光束质量

姜曼 马鹏飞 周朴[†] 王小林

(国防科学技术大学光电科学与工程学院, 长沙 410073)

(2015年12月29日收到; 2016年2月3日收到修改稿)

基于电介质光栅的光谱合成是实现高功率高光束质量激光的重要途径. 在电介质光栅的光谱合成系统中, 光栅色散效应是影响合成激光光束质量的重要因素. 本文推导了单光栅和双光栅光谱合成系统中由于光栅色散引起 M^2 因子的变化公式; 详细讨论了这两种合成系统中单路激光线宽、单路激光光斑半径、相邻两路激光波长差、相邻两路激光间距以及光栅周期对光束质量的影响. 研究表明对于单光栅合成系统, 在合成过程中若保持光束质量 M^2 因子的大小不变, 则单路激光带宽随光斑半径的增加而减小; 在双光栅光谱合成系统中, 在保持光束质量的前提下, 单路激光带宽可随光斑半径的增大而相应增加. 数值计算表明, 若要满足合成光束的光束质量 $M^2 \leq 1.2$ 的要求, 在单光栅系统中激光带宽需窄于亚纳米量级, 在双光栅系统中激光带宽可为亚纳米. 本文为高功率、高光束质量的光纤激光光谱合成系统的搭建提供了理论指导.

关键词: 光谱合成, 光纤激光, 多层电介质光栅, 光束质量**PACS:** 42.55.Wd**DOI:** 10.7498/aps.65.104203

1 引言

高功率高光束质量激光是自激光发明以来, 科研人员攻关的重要方向^[1]. 光纤激光具有结构紧凑、转换效率高、热管理方便等优势, 是近年来激光技术领域的研究热点^[2-7]. 单根光纤激光平均功率的提升受到了非线性效应和模式不稳定等多因素制约, 难以在高功率输出时保持良好的光束质量^[8]. 光束合成是实现高功率和高光束质量激光输出的重要途径, 通常被分为相干合成和非相干合成两大类. 光谱合成是非相干合成的一种重要实现方法, 应用光栅色散元件将多路不同波长的激光合成至单一孔径输出的激光^[9], 输出光谱是输入激光光谱的总和. 光谱合成的主要特点是合成系统结构简单, 合成光束在近场和远场重合, 因此光谱合成的输出光束具有与单路光束相当的空间相干性; 同时由于合成光束包含多谱成份, 其时间相干性(谱相干性)下降. 在许多应用领域(如激光加工)对相干性没有特别要求下, 光谱合成是实现空间高光束质

量高功率的光纤激光器非常重要的技术方案.

光谱合成系统中常用的合成器件主要有两种: 多层电介质光栅^[10-14]和体布拉格光栅^[15-19]. 相比于体布拉格光栅, 多层电介质光栅合成路数扩展方便、热承载能力强、合成效率高^[20]. 多层电介质光栅由基底材料、多层电介质膜和顶层沟槽型光栅构成. 光栅的衍射效率以及光栅结构对温度变化的稳定性, 对多光束合成效果至关重要. 在高功率光纤激光合成中, 采用电介质可以提高光栅结构对热效应的稳定性; 采用多层介质膜可以提高光的反射率; 通过精心设计和制作光栅沟槽结构, 可使得特定波段的激光在特定的入射角条件下, 在特定的衍射级上实现99%以上的衍射效率^[21,22]. 利用光栅进行合成的思想最早由林肯实验室Veldkamp等人提出, 并运用于半导体激光合成^[23-25]. 随着超大规模集成电路制作工艺的发展, 以及刻蚀多台阶高精度、高衍射效率浮雕光栅的技术日臻成熟, 使得光栅的制作精度不断提高, 基于多层电介质平面光栅的光谱合成光束输出功率达到了8.2 kW, 合成效率达到99%^[11]. 在国内, Ma等^[26]利用多层介质膜

[†] 通信作者. E-mail: zhoupu203@163.com

衍射光栅实现了 5.07 kW 光谱合成输出, 光束质量 M^2 小于 3.

随着单路激光功率的提高, 光栅的结构、材料、类型等因素对光谱合成的效果(合成效率、合成光束质量等)具有重要影响. 由于多层电介质光栅是一种角色散元件, 即不同波长的光具有特定的衍射角, 所以单路激光的谱宽将给合成系统造成一个附加的发散角, 影响输出光束的光束质量. Loftus 等^[12]对多层电介质光栅光谱合成的光束质量进行了初步分析, 结果表明要获得光束质量 $M^2 < 1.5$ 的合成光束, 要求单路激光线宽小于 36 GHz. 但就如何在保证光栅高衍射效率条件下实现更多路数、更高光束质量的合成仍缺乏研究和讨论. 本文主要研究电介质光栅对光谱合成光束质量的影响, 结合光栅合成原理, 分别讨论基于单电介质光栅和双电介质光栅的光谱合成系统中, 单路激光线宽、光斑半径、光栅周期以及相邻两路激光波长差、相邻两路激光间距对光束质量的影响.

2 光谱合成 M^2 因子的理论分析与数值模拟

光栅作为一种分光元件一般用于光谱测量. 基于电介质光栅的光谱合成利用光路可逆原理, 将光栅分光逆向使用(如图 1 所示), 在光栅分光光路上放置相应光谱的逆向传输的光束实现光谱合成.

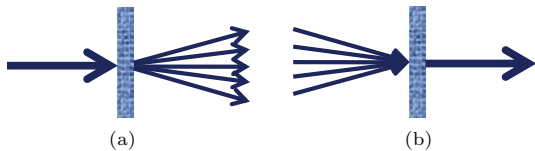


图 1 光栅分光与合成示意图 (a) 光栅分光, 光栅将不同光谱光光束分开成; (b) 光栅合成, 原理是利用光路可逆性, 每一光束与衍射光束的波长相对, 实现合成

Fig. 1. Schematic of grating splitting and combining: (a) Grating splitting; (b) grating combining.

光栅光谱合成影响合成光束质量的主要因素有: 光束入射角调节精度、光路中光学镜面精度(包括光栅)、高功率条件下的热效应、单路光束衍射色散等, 前三种因素可表示为随机变化行为, 色散引起的光束质量的降低与单路激光技术参数联系密切. 本节主要针对单光栅和双光栅光谱合成条件下, 在参考文献^[27]基础上, 推导单光栅与双光栅

两类合成系统中色散引起 M^2 变化公式, 讨论在满足一定光束质量条件下, 光栅与光纤激光器技术参数设计的要求.

2.1 单光栅衍射光束 M^2 因子理论与数值分析

多层介质光栅设计为一级高衍射效率光栅, 单光栅的光谱合成原理是利用这类光栅, 将具有一定波长差的不同光束合并成同方向输出, 其系统的结构原理如图 2 所示. 图中每一路不同波长的激光经过准直(collimator)后, 入射到旋转平面镜(steering mirror)上. 通过调整平面镜的旋转角度, 使得不同波长的激光以特定角度入射到光栅上, 可以得到空间共孔径输出的高亮度光源.

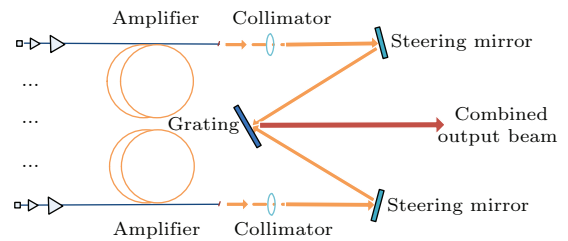


图 2 (网刊彩色) 单光栅光谱合成系统结构简图

Fig. 2. (color online) Schematic of single-grating based SBC system.

由于光栅的色散效应, 一定带宽 ($\Delta\lambda$) 的激光经光栅衍射产生附加的角度偏移, 即增大了合成光束的发散角, 从而降低了光束的光束质量. 设入射角为 α , 衍射角为 β , 入射光入射平面需与光栅沟槽方向垂直, 如图 3 所示, 并假设 x 轴在衍射光平面内与衍射光传输方向垂直、 y 轴与光栅沟槽平行(这里 x - y 坐标架面始终与光束传输矢量垂直). 由于光栅色散只在 x 方向产生, 在 y 方向不会产生光栅色散, 在不考虑光路中其他因素对光束波前影响时, 在 x 和 y 方向上光栅色散对 M^2 因子的影响为:

$$M_x^2 = M_{x0}^2 \left[1 + \frac{\Delta\lambda}{2\Lambda\theta_1 \cos \alpha} \right], \quad (1)$$

$$M_y^2 = M_{y0}^2, \quad (2)$$

式中 M_{x0}^2 和 M_{y0}^2 分别为入射光在相应方向上的 M^2 因子, $\Delta\lambda$, θ_1 和 Λ 分别为入射激光光谱宽度、入射光半角宽和光栅常数, 并假设入射光束在光谱宽度 $\Delta\lambda$ 内均匀(即平顶)分布. 上式的详细推导见附录 A.

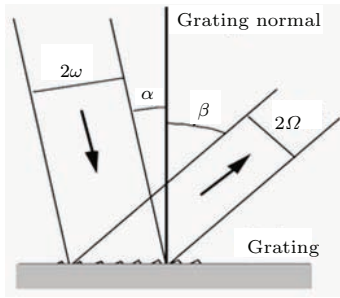


图3 光束经光栅衍射后, 光束口径的变化示意图

Fig. 3. Anamorphic magnification.

对理想高斯光束 $\omega_0\theta_0 = \lambda/\pi$, (1) 式还可以表示为

$$M_x^2 = M_{x0}^2 + \frac{\pi\omega\Delta\lambda}{2\Lambda\lambda\cos\alpha}. \quad (3)$$

对于一个实际的光纤激光器, 其输出光谱一般近似为高斯线型. 假设 $\Delta\lambda$ 为高斯型光谱下降到峰值的 $1/e$ 时的全宽, 即 $\Delta\lambda$ 的带宽占据全光谱能量的 86%. 此时, M^2 因子的表达式为

$$M_x^2 = M_{x0}^2 \sqrt{1 + \left(\frac{\Delta\lambda}{2\Lambda\theta_i \cos\alpha}\right)^2}. \quad (4)$$

由 (3) 式和 (4) 式可知, 单光栅光谱合成系统的 M^2 因子大小由单路激光的带宽、光斑半径以及光栅周期决定. 图 4(a) 给出了入射激光波长约 1040 nm, 光栅周期为 575 nm 时, M^2 因子与光斑半径在两种不同激光线宽下的函数曲线. 可以看出, 在相同光斑半径的情况下, 单束激光的线宽越窄越有利于保持较好的光束质量. 比如, 在光斑半径 5 mm 的情况下, 激光线宽 10 GHz 的 M^2 因子为 1.5; 而激光线宽 30 GHz 时 M^2 因子退化为 3.5. 图 4(b) 给出了在光斑半径为 3 mm 时, M^2 因子与激光线宽在两种不同光栅周期情况下的函数曲线图. 可以看出, 当单路光束的条件均相同时, 光栅常数决定了 M^2 因子的大小. 比如, 光斑半径 3 mm、单路激光的线宽为 30 GHz 情况下, 光栅周期等于 1040 nm 时, M^2 因子约等于 1.1; 而当光栅周期减小至 575 nm 时, M^2 因子增大至 2.8.

因此, 对于单光栅的光谱合成系统而言, 要求光栅的周期应尽可能大, 并且单路激光的线宽窄、光斑半径小. 然而, 在实际中受到工艺的限制, 可供选取的光栅周期种类是有限的. 为了有效控制光谱合成系统的光束质量, 单路激光的线宽以及光斑大小成为了关键因素. 图 5 给出了 $\Lambda = 575$ nm 和 $\Lambda = 1040$ nm 两种情况下, $M^2 = 1.4$ 时, 单路激光的带宽与光斑半径之间的函

数关系曲线. 当光斑半径为 2 mm 时, $\Lambda = 575$ nm 和 $\Lambda = 1040$ nm 两种情况下单路激光带宽应分别小于 80 和 292 pm; 当光斑半径增长至 6 mm 时, $\Lambda = 575$ nm 和 $\Lambda = 1040$ nm 两种情况下单路激光带宽应分别小于 26 和 97 pm.

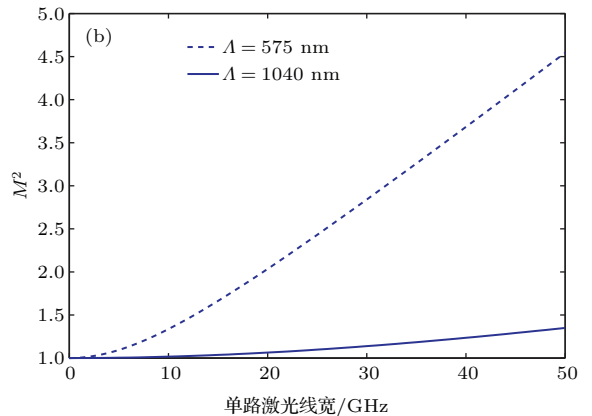
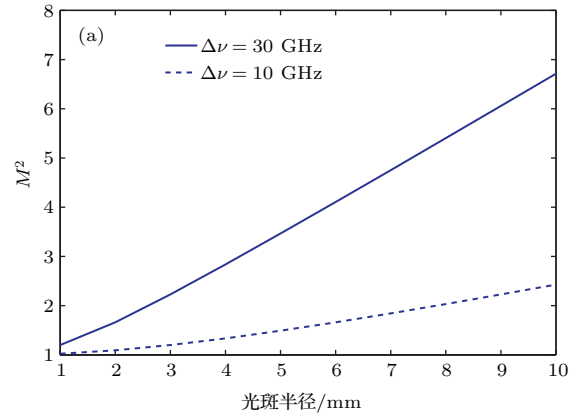


图4 (a) 入射激光波长 1040 nm, 光栅周期为 575 nm 时, M^2 因子与光斑半径的函数曲线; (b) 光斑半径为 3 mm 时, M^2 因子与激光线宽的函数曲线图

Fig. 4. (a) M^2 versus the beam radius with $\lambda = 1040$ nm and $\Lambda = 575$ nm; (b) M^2 versus laser linewidth with beam radius of 3 mm.

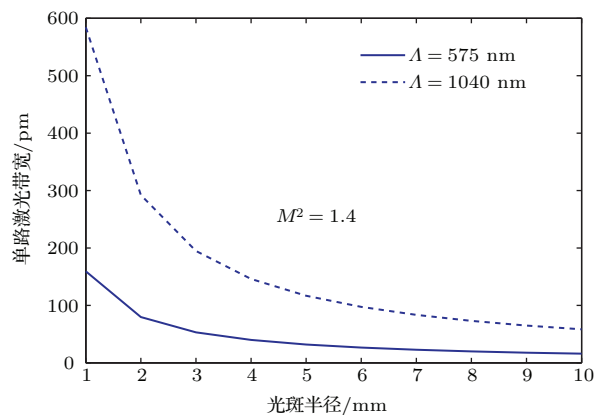


图5 单光栅谱合成系统中, 单路激光带宽与光斑半径函数关系图

Fig. 5. Laser bandwidth versus beam radius in the single-grating SBC system.

通过上面的分析可以看出, 单路激光线宽与光斑大小均与 M^2 因子成正比. 由此, 在 M^2 因子相等的情况下, 减小光斑半径有利于放宽对单路激光带宽的要求. 而单路激光带宽的增加有利于输出激光功率的提升^[20]. 在实际应用中, 合成器件所能承受的最大功率密度是一定的. 增大光斑面积可以降低合成器件的热负载, 但同时也降低了合成光束的光束质量.

2.2 双光栅合成系统

为了在保持谱合成光束质量的同时解决增大光斑半径与光谱展宽之间的矛盾, Liu 等^[28] 提出了利用光栅对结构抑制光谱展宽所引起的光束发散角增大的方法来保持光束质量. 如图 6 所示, 在该系统中, 两个光栅的参数完全一致, 光栅 G1 和 G2 衍射面互相平行且沟槽也互相平行. 每一路不同波长的激光经过准直后经第一个光栅衍射至第二个光栅, 最终合成一束光束从第二个光栅输出. 最初, 光谱合成系统中每路入射光需经过同一个变换透镜入射到输出光栅上. 随后, Madasamy 等^[29] 在此基础上利用结构改进的谱合成系统(每路入射光对应各自的准直透镜)对双光栅合成结构进行了理论分析和实验验证. 该方案不仅能让激光线宽有所提升, 它还可以克服光斑半径与激光线宽之间的矛盾.

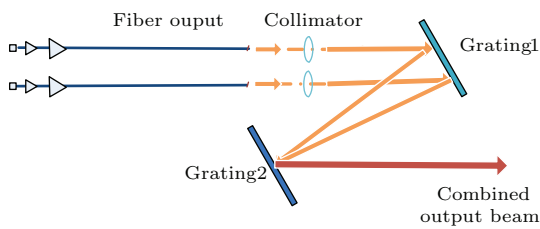


图 6 (网刊彩色) 双光栅光谱合成系统结构简图
Fig. 6. (color online) Schematic of dual-grating based SBC system.

双光栅衍射中光束质量 M^2 因子与单光栅系统分析方法相同, 但引起 M^2 因子变化的原因不同. 由于光栅 G1 和光栅 G2 衍射面互相平行且沟槽也互相平行, 光束发散角在这一对光栅的作用下得以保持, 即 $\Theta = \theta$ (Θ 表示经过第二个光栅输出的合成光束的发散角, θ 表示入射光束的初始发散角); 由于单路激光具有一定带宽 ($\Delta\lambda$), 使得光束的光斑半径在经过这一对光栅之后增大, 如图 7 所示.

在不考虑其他因素对光束质量的影响时, 衍射不会改变 y 方向的光束质量. 假设单路激光光谱为平顶光谱, 光束经双光栅衍射后, x 方向的 M^2 因子为

$$M_x^2 = M_{x0}^2 \left[1 + \frac{D\Delta\lambda}{2\omega(\delta\lambda)} \right], \quad (5)$$

式中 D 为相邻光束的中心距离, $\delta\lambda = \lambda_n - \lambda_{n+1}$ 为相邻光束的波长差, ω 和 $\Delta\lambda$ 分别为单光束半宽度和光谱宽度, (5) 式的详细推导见附录 B.

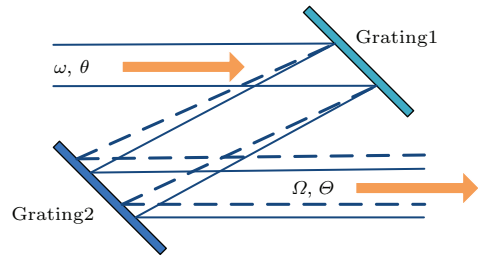


图 7 (网刊彩色) 单光束入射光栅组, 光谱带宽引起的光斑半径和光束发散角变化示意图
Fig. 7. (color online) Anamorphic magnification of beam radius and angular spread caused by laser bandwidth.

对比 (3) 式和 (5) 式可以发现: 双光栅合成系统光束质量评价因子不仅与入射激光的带宽和光斑半径有关, 而且与相邻光束的间距和波长差有关. 这使得双光栅合成系统光束质量的评价与系统参量的设计相关联, 而在单光栅合成系统中光束质量的计算与系统参量的设计需要分开讨论. 并且, 双光栅结构中光束质量不受光栅周期的影响, 使得该系统在光栅对的选择上具有较大的灵活性. 此外, 在双光栅系统中, 若保持 M^2 因子的数值不变, 增加单路激光的带宽 $\Delta\lambda$, 则需要相应地增加光斑半径 ω ; 而在单光栅系统中单路激光带宽的增加意味着光斑半径的减小才能保持光束质量不变. 图 8 给出的是双光栅光谱合成系统的光束质量与单路激光带宽之间的函数曲线. 为便于对比, 图中同时给出了相同 M^2 条件下单光栅系统的光束质量与激光带宽的关系曲线.

从图 8 中可以看出, 当光斑半径均为 2 mm, M^2 因子等于 1.5 时, 双光栅光谱合成系统要求单路激光的带宽小于 1000 pm; 而在单光栅光谱合成系统中要求单路激光带宽小于 37 pm. 当光斑半径均为 5 mm 时, 若要求 M^2 因子等于 1.2, 则在双光栅系统中单路激光带宽小于 1000 pm 即可; 而在单光栅系统中要求激光带宽小于 6 pm. 由此可见, 在保

持较好光束质量的情况下,光栅对的结构能够增大单路激光的带宽,有利于单路激光功率的提升;另一方面,光栅对的使用能够增大单路光束的光斑半径,降低光谱合成元件的载热,减少元件热变形的产生.为了进一步说明单路激光带宽与光斑半径对光束质量的影响,图9给出了指定 M^2 因子大小情况下,单光栅系统与双光栅系统中单路激光带宽与光斑半径的关系曲线.

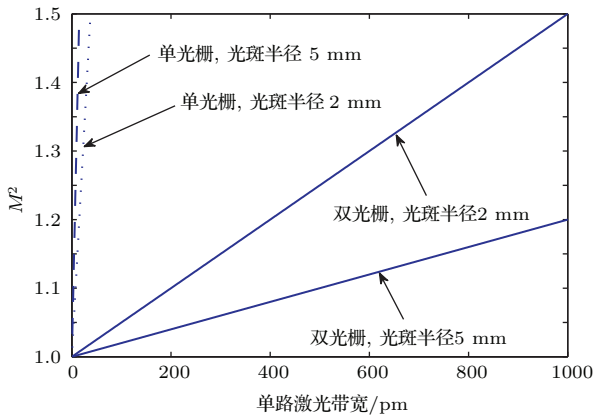


图8 双光栅系统与单光栅系统光束质量与激光带宽关系对照图
Fig. 8. Comparison of dual-grating and single-grating SBC with beam quality versus laser bandwidth.

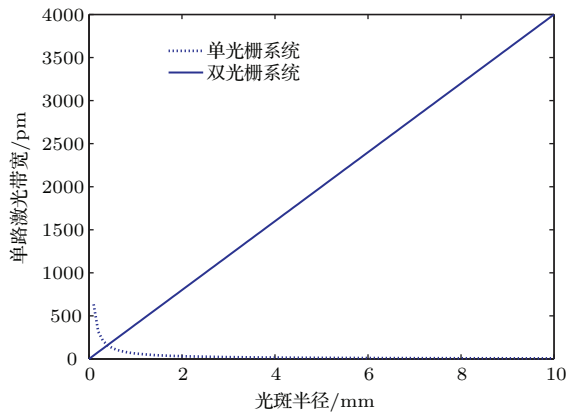


图9 双光栅系统与单光栅系统激光带宽与光斑半径的关系对照图
Fig. 9. Comparison of dual-grating and single-grating SBC with laser bandwidth versus beam radius.

从图9中可以看出,对于相同大小的 M^2 因子($M^2 = 1.4$),在单光栅合成系统中单路激光带宽随光斑半径的增加而减小.当光斑半径增加到5 mm时,要求单路激光带宽小于12.7 pm.而在双光栅合成系统中,随光斑半径的增加,单路激光带宽可以相应增大.光斑半径为10 mm时,单路激光带宽可以达到4 nm,有利于单路光束功率的提升.图9的结果表明了光栅对结构在光谱合成中的优

势:在 M^2 大小相同的条件下,单路激光带宽的增加导致光斑半径相应增大,既有利于单路激光功率的提升,又能减小合成元件的载热;提升光谱合成功率和效率的同时保持了良好的光束质量.

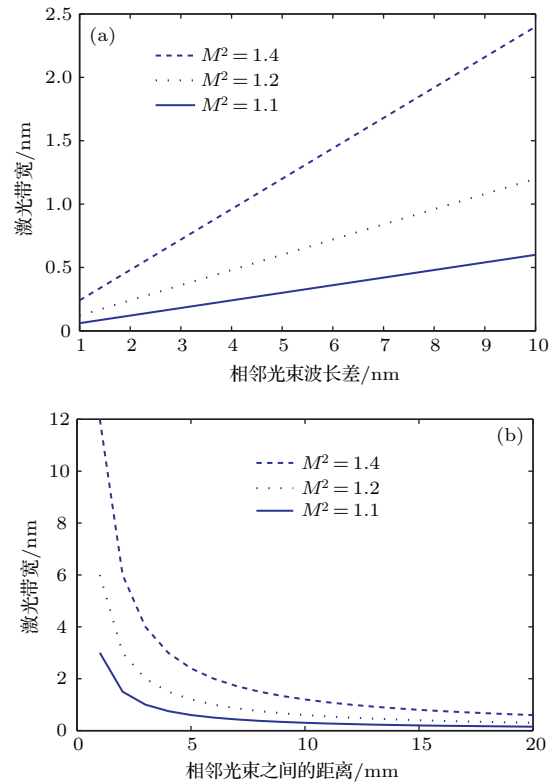


图10 (网刊彩色)双光栅系统在不同 M^2 大小情况下(a)单路激光带宽与相邻光束波长差的函数关系曲线;(b)单路激光带宽与相邻两光束之间距离的关系曲线
Fig. 10. (color online) Dual-grating SBC with different value of M^2 : (a) Laser bandwidth versus spectral separation of two adjacent channels; (b) laser bandwidth versus spatial separation between adjacent beams.

在双光栅光谱合成系统中,合成光束的光束质量不仅与单路光束的带宽及光斑半径有关,还受到系统设计参量 D 和 $\lambda_n - \lambda_{n+1}$ 的制约.因此,单路激光带宽的大小还受到相邻光束之间的距离以及相邻光束的波长差的限制.图10(a)是双光栅系统在不同 M^2 大小情况下,单路激光带宽与相邻光束波长差的函数关系曲线.图中光斑半径为3 mm,相邻两光束之间的距离为1 cm.当 $\lambda_n - \lambda_{n+1} = 5$ nm时,单路激光的带宽只要小于0.3 nm,就可以使 $M^2 = 1.1$.图10(b)所示为单路激光带宽与相邻两光束之间距离的关系曲线.可以看到,单路激光带宽随相邻光束间距的减小而增大.当 $D = 8$ mm时,单路激光带宽只需小于0.75 nm,就有 $M^2 = 1.2$;若激光带宽小于0.375 nm,则可以

使 $M^2 = 1.1$. 通过上述分析可以得出: 对于双光栅光谱合成系统, 单路光纤激光器的带宽在亚纳米量级完全可以满足 $M^2 \leq 1.2$ 的要求.

3 结 论

本文初步讨论了光栅光谱非相干合成是实现功率和亮度同时定标放大的相对简单方法. 通过严密推导, 完善了光栅合成系统中, 光栅色散效应对 M^2 因子的影响: 公式 (A3), (A4)(单光栅系统) 和 (B9)(双光栅系统). 光栅光谱合成中, x 方向与 y 方向 M^2 因子变化量的差 $\Delta M_x^2 - \Delta M_y^2$, 反映了光栅色散对光束质量的改变; y 方向 M^2 因子的改变 $M_y^2 = M_y^2 - M_{y0}^2$, 反映了合成系统中光路其他因素对光束质量的影响. 应用理论公式, 对基于多层电介质光栅的光谱合成系统输出光的光束质量进行了数值计算和分析, 针对单光栅结构和双光栅结构两种合成方式, 讨论了单路激光线宽、单路激光光斑半径、相邻两路激光波长差, 相邻两路激光间距以及光栅周期对合成光束质量的影响. 分析得出, 双光栅结构的合成比单光栅合成更有利于增加单路激光线宽, 提升单路激光功率, 同时能增大光斑半径, 减小合成元件的热载. 亚纳米量级的窄线宽激光器完全可以运用于双光栅光谱合成系统中, 并保持 $M^2 \leq 1.2$. 但在分析双光栅合成系统时要求用于合成的光栅对参数完全一致且光路严格平行, 这使得双光栅系统在实际应用中对光路的调整比单光栅结构的合成系统更为复杂.

附录 A 单光栅衍射 M^2 因子讨论

设入射光束 x 方向的半宽度和发散角半宽分别为 ω 和 θ_i , y 方向的半宽度和发散角半宽分别为 ω_{iy} 和 θ_{iy} . 衍射光束 x 方向的半宽度和发散角半宽分别为 Ω 和 Θ , y 方向的半宽度和发散角半宽分别为 Ω_{dy} 和 θ_{dy} . 在 $\Delta\lambda = 0$ 条件下, 不考虑光路中其他因素对波前影响, 在线性光学系统传输中, 光束宽度与发散角乘积保持不变, 由图 3 可知有:

$$\frac{\Omega}{\omega} = \frac{\cos \beta}{\cos \alpha}, \quad \frac{\Theta}{\theta_i} = \frac{\cos \alpha}{\cos \beta}. \quad (\text{A1})$$

假设入射光束光谱宽度 $\Delta\lambda$ 内均匀 (即平顶) 分布, 由光栅方程, 求得由于光栅色散在 x 方向产生的附加发散角半角宽 $\Delta\Theta$ 为

$$\Delta\Theta = \frac{\Delta\lambda}{2\Lambda \cos \beta}. \quad (\text{A2})$$

在只考虑光栅色散对的 M^2 因子的影响时, 利用 (A1) 和 (A2) 式, 衍射光束在 x 方向的 M^2 因子为

$$\begin{aligned} M_x^2 &= \frac{\Omega \tilde{\Theta}}{\omega_{0x} \theta_{0x}} = \frac{\omega \theta_i}{\omega_{0x} \theta_{0x}} \times \frac{\Omega \tilde{\Theta}}{\omega \theta_i} \\ &= \frac{\omega \theta_i}{\omega_{0x} \theta_{0x}} \times \frac{\Omega \left(\theta + \frac{\Delta\lambda}{2\Lambda \cos \beta} \right)}{\omega \theta_i} \\ &= M_{x0}^2 \left[1 + \frac{\Delta\lambda}{2\Lambda \theta_i \cos(\alpha)} \right], \end{aligned} \quad (\text{A3})$$

式中 ω_{0x} 和 θ_{0x} 分别为理想光束的半宽和半角宽, $M_{x0}^2 = \omega \theta_i / (\omega_{0x} \theta_{0x})$ 为入射光束在 x 方向上的光束质量. 由于光束在 y 方向没有光栅色散, 在不计其他影响时, y 方向的 M^2 因子不变:

$$M_y^2 = \frac{\Omega_{dy} \theta_{dy}}{\omega_{0y} \theta_{0y}} = \frac{\Omega_{iy} \theta_{iy}}{\omega_{0y} \theta_{0y}} = M_{y0}^2. \quad (\text{A4})$$

理想光束 $\omega_{0x} \theta_{0x} = \lambda / \pi$, (A3) 式可以表示为

$$\begin{aligned} M_x^2 &= M_{x0}^2 + \frac{\omega \theta_i}{\omega_{0x} \theta_{0x}} \times \frac{\Delta\lambda}{2\Lambda \theta_i \cos \alpha} \\ &= M_{x0}^2 + \frac{\Delta\lambda \pi \omega}{2\Lambda \cos \alpha}. \end{aligned} \quad (\text{A5})$$

如果考虑光谱为高斯分布时, 光栅衍射对谱宽 $\Delta\lambda$ 的光束产生的方向角为

$$\begin{aligned} \tilde{\theta}_d &= \theta_d \sqrt{1 + \frac{\Delta\lambda}{2\Lambda \theta_d \cos \beta}} \\ &= \theta_d \sqrt{1 + \frac{\Delta\lambda}{2\Lambda \theta_i \cos \alpha}}, \end{aligned} \quad (\text{A6})$$

x 方向光束质量为

$$M_x^2 = M_{x0}^2 \sqrt{1 + \left(\frac{\Delta\lambda}{2\Lambda \theta_i \cos \alpha} \right)^2}. \quad (\text{A7})$$

附录 B 双光栅衍射 M^2 因子讨论

双光栅衍射时, 在不考虑其他因素对光束质量的影响时, 衍射不会改变 y 方向的光束质量, 我们只讨论 x 方向光束质量的改变. 设初始入射光束 x 方向的半宽度和发散角半宽分别为 ω 和 θ_i , 经光栅 G1 衍射的光束 x 方向的半宽度和发散角半宽分别为 Ω_m 和 θ_m , 经光栅 G2 衍射光束 x 方向的半宽度和发散角半宽分别为 Ω 和 Θ . 由于光栅 G1 和 G2 衍射面互相平行且沟槽也互相平行, 如果某波长 λ 的光经 G1 衍射, 其衍射角相对光栅 G2 是入射角. 设 α 为光束 G1 的入射角、 β_m 为经 G1 衍射角、 β_d 为经 G2 的衍射角. 光栅 G1 衍射光束的衍射角 β_m 为光栅 G2 的入射角 β_{m2} , 由于双光栅平行 (如图 7), 二者相等:

$$\beta_{m2} = \beta_m. \quad (\text{B1})$$

光束经 G1 和 G2, 都满足光栅方程:

$$\text{G1: } \sin \alpha + \sin \beta_m = \lambda / \Lambda,$$

$$G2: \sin \beta_m + \sin \beta_d = \lambda / \Lambda. \quad (B2)$$

上式表明光束经双光栅衍射后入射光与出射光平行, 即

$$\alpha = \beta_d. \quad (B3)$$

事实上光束经光栅 G1 后, 再经 G2 相当于向 G1 的逆向传输. 因此, 双光栅衍射不会产生光束发散角的变化, 而是产生光束在 x 方向上的变宽. 光束经光栅 G1 传输到光栅 G2 在 x 方向的束宽变化包括两部分: 一部分是光束经衍射后几何尺度的变化 (如图 7), 其半宽度 Ω_{m1} 为

$$\Omega_{m1} = \frac{\omega \cos \beta_m}{\cos \alpha}, \quad (B4)$$

另一部分是光束光谱宽 $\Delta \lambda$ 经 G1 衍射产生色散引起的发散角展宽 $\Delta \theta_{md}$, 传输到 G2 时, 由于发散角展宽产生的光束 x 方向的展宽 $\Delta \Omega_{m2}$ 为

$$\Delta \Omega_{m2} = \frac{L}{\cos \beta_m} \Delta \theta_{md} = \frac{L}{\cos \beta_m} \times \frac{\Delta \lambda}{2 \Lambda \cos \beta_m}, \quad (B5)$$

其中 L 为光栅 G1 到 G2 的距离. 在光谱合成中, 为使相邻两束波长 λ_{n+1} 和 λ_n 经光栅 G1 衍射传输到 G2 表面相交 (如图 7 所示), L 必须满足:

$$\frac{L}{\cos \beta_m} \delta \beta_{m1} = \frac{L}{\cos \beta_m} \frac{\delta \lambda}{\Lambda \cos \beta_m} = \frac{D}{\cos \alpha} \cos \beta_m,$$

或

$$\frac{L}{\cos \beta_m} = \frac{D \Lambda \cos^2 \beta_m}{\delta \lambda \cos \alpha}, \quad (B6)$$

式中 D 为 λ_{n+1} 和 λ_n 光束的中心距离, $\delta \lambda = \lambda_{n+1} - \lambda_n$, $\delta \beta_{m1}$ 为 λ_{n+1} 和 λ_n 光束衍射角之差. 利用 (B4)–(B6) 式, 光束传输到光栅 G2 表面的光束半宽为

$$\begin{aligned} \Omega_{m2} &= \Omega_{m1} + \Delta \Omega_{m2} \\ &= \frac{\omega \cos \beta_m}{\cos \alpha} + \frac{\Delta \lambda}{2 \Lambda \cos \beta_m} \times \frac{D \Lambda \cos^2 \beta_m}{\delta \lambda \cos \alpha} \\ &= \frac{\omega \cos \beta_m}{\cos \alpha} + \frac{\Delta \lambda D \cos \beta_m}{2 \delta \lambda \cos \alpha}. \end{aligned} \quad (B7)$$

利用 (B7) 式和 (B3) 式, 经光栅 G2 衍射后的光束半宽为

$$\begin{aligned} \Omega &= \frac{\Omega_{m2} \cos \alpha}{\cos \beta_m} = \left(\frac{\omega \cos \beta_m}{\cos \alpha} + \frac{\Delta \lambda D \cos \beta_m}{2 \delta \lambda \cos \alpha} \right) \frac{\cos \alpha}{\cos \beta_m} \\ &= \omega + \frac{\Delta \lambda D}{2 \delta \lambda}. \end{aligned} \quad (B8)$$

最终可以求得 x 方向 M^2 因子为

$$\begin{aligned} M_x^2 &= \frac{\Omega \theta}{\omega_{0x} \theta_{0x}} = \frac{\omega \theta_i}{\omega_{0x} \theta_{0x}} \times \frac{\Omega \theta}{\omega \theta_i} \\ &= \frac{\omega \theta_i}{\omega_{0x} \theta_{0x}} \times \frac{\left(\omega + \frac{\Delta \lambda D}{2 \delta \lambda} \right) \theta}{\omega \theta_i} \\ &= M_{x0}^2 \left[1 + \frac{D \Delta \lambda}{2 \omega \delta \lambda} \right]. \end{aligned} \quad (B9)$$

上式推导过程用到了在 $\Delta \lambda = 0$ 单一波长时, 双光栅衍射光束发散角与入射光束发散角相等. 这是因为衍射光束束宽为

$$\Omega = \Omega_{m2} \frac{\cos \alpha}{\cos \beta_m} = \frac{\omega \cos \beta_m}{\cos \alpha} \cos \alpha / \cos \beta_m = \omega, \quad (B10)$$

线性光学系统亮度不变 $\Omega \theta = \omega \theta_i$, 则有 $\theta = \theta_i$ 成立.

参考文献

- [1] Injeyan H, Goodno G D 2013 *High-Power Laser Handbook* (New York: McGraw-Hill Professional) p13
- [2] Stiles E 2009 *5th International Workshop on Fiber Lasers*, Dresden, Germany, September 30–October 1, pp4–6
- [3] Shiner B 2013 *CLEO: Applications and Technology* San Jose, California United States, June 9–14, pAF2J.1
- [4] Mo S, Xu S, Huang X, Zhang W, Feng Z, Chen D, Yang T, Yang Z 2013 *Opt. Express* **21** 12419
- [5] Wang J, Hu J, Zhang S, Chen L, Fang Y, Feng Y, Li Z 2015 *Chin. Phys. B* **24** 024214
- [6] Dai S J, He B, Zhou J, Zhao C, Chen X L, Liu C 2013 *Chinese J. Lasers* **40** 702001 (in Chinese) [代守军, 何兵, 周军, 赵纯, 陈晓龙, 刘驰 2013 中国激光 **40** 702001]
- [7] Hu Z, Yan P, Xiao Q, Liu Q, Gong M 2014 *Chin. Phys. B* **23** 0104206
- [8] Jauregui C, Limpert J, Tünnermann A 2013 *Nature Photonics* **7** 861
- [9] Augst S J, Ranka J K, Fan T Y, Sanchez A 2007 *J. Opt. Soc. Am. B* **24** 1707
- [10] Wirth C, Schmidt O, Tsybin I, Schreiber T, Peschel T, Brückner F, Clausnitzer T, Limpert J, Eberhardt R, Tünnermann A, Gowin M, Have E, Ludewigt K, Jung M 2009 *Opt. Express* **17** 1178
- [11] Wirth C, Schmidt O, Tsybin I, Schreiber T, Eberhardt R, Limpert J, Tünnermann A, Ludewigt K, Gowin M, Have E, Jung M 2011 *Opt. Lett.* **36** 3118
- [12] Loftus T H, Thomas A M, Hoffman P R, Norsen M, Royse R, Liu A, Honea E C 2007 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **13** 487
- [13] Loftus T H, Liu A, Hoffman P R, Thomas A M, Norsen M, Royse R, Honea E 2007 *Opt. Lett.* **32** 349
- [14] Afzal R S, Honea E, Leuchs M S, Gitkind N, Humphreys R, Henrie J, Brar K, Jander D 2012 *SPIE 8547 High-Power Lasers: Technology and Systems* Edinburgh, United Kingdom, November 8, 2012 doi:10.1117/12.982047
- [15] Sevia A, Andrusyak O, Ciapurin I, Smirnov V, Venus G, Glebov L 2008 *Opt. Lett.* **33** 384
- [16] Andrusyak O, Smirnov V, Venus G, Vorobiev N, Glebov L 2009 *SPIE 7195 Fiber Lasers VI: Technology, Systems, and Applications*, San Jose, CA, February 19, 2009 doi:10.1117/12.813402
- [17] Drachenberg D R, Andrusyak O, Cohanoschi I, Divliansky I, Mokhun O, Podvyaznyy A, Smirnov V, Venus G B, Glebov L B 2010 *SPIE 7580 Fiber Lasers VII: Technology, Systems, and Applications* San Francisco, California, USA February 17, 2010 doi:10.1117/12.845951
- [18] Drachenberg D, Divliansky I, Smirnov V, Venus G, Glebov L 2011 *SPIE 7914 Fiber Lasers VIII: Technology, Systems, and Applications* San Francisco, California, USA, February 10, 2011 doi:10.1117/12.877172

- [19] Ott D, Divliansky I, Anderson B, Venus G, Glebov L 2013 *Opt. Express* **21** 29620
- [20] Limpert J, Röser F, Klingebiel S, Schreiber T, Wirth C, Peschel T, Eberhardt R, Tünnermann A 2007 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **13** 537
- [21] Perry M D, Boyd R D, Britten J A, Decker D, Shore B W 1995 *Opt. Lett.* **20** 940
- [22] Hehl K, Bischoff J, Mohaupt U, Palme M, Schnabel B, Wenke L, Bödefeld R, Theobald W, Welsch E, Sauerbrey R, Heyer H 1999 *Appl. Opt.* **38** 6257
- [23] Veldkamp W B, Leger J R, Swanson G J 1986 *Opt. Lett.* **11** 303
- [24] Leger J R, Hotz M, Swanson G J 1988 *The Lincoln Labs Journal* **1** 225
- [25] Leger J R, Goltsov W C 1992 *IEEE J. Quantum Elect.* **28** 1088
- [26] Ma Y, Yan H, Tian F, Sun Y, Zhao L, Wang S, Xie G, Li T, Wang X, Liang X, Wang Y, Ran H, Peng W, Ke W, Feng Y, Tang C, Zhang K, Gao Q 2015 *High Power Laser and Particle Beams* **27** 040101
- [27] Schreiber T, Wirth C, Schmidt O, Andersen T. V, Tsybin I, Böhme S, Peschel T, Brückner F, Clausnitzer T, Röser F, Eberhardt R, Limpert J, Tünnermann A 2009 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Elect.* **15** 354
- [28] Liu A, Mead R, Vatter T, Henderson A, Stafford R 2004 *SPIE 5335 Fiber Lasers: Technology, Systems, and Applications* San Jose, CA, June 7, 2004 doi:10.1117/12.529598
- [29] Madasamy P, Jander D R, Brooks C D, Loftus T H, Thomas A M, Jones P, Honea E C 2009 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Elect.* **15** 337

Beam quality in spectral beam combination based on multi-layer dielectric grating

Jiang Man Ma Peng-Fei Zhou Pu[†] Wang Xiao-Lin

(College of Optoelectronic Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

(Received 29 December 2015; revised manuscript received 3 February 2016)

Abstract

Owing to damage, thermal issues, and nonlinear optical effects, the output power of fiber laser has been proven to be limited. Beam combining techniques are the attractive solutions in order to achieve high-power high-brightness fiber laser output. Designing such a high-power laser system relies on coherent and incoherent combination of radiation from multiple laser channels into a single beam with enhanced brightness. Spectral beam combination is a promising alternative way that allows each array to be overlapped in near- and far-field without spatial interference, thus relaxing the requirements for linewidth controlling and phase locking of individual array and practically allowing power and brightness to be scaled with the potential to combine a large number of channels. Spectral beam combination implementations can be divided into two subsets: serial and parallel, based on the combining elements. For scaling high power, we pursue spectral beam combining with parallel subsets as an alternative to other beam combination implementation. In the spectral beam combining system based on multi-layer dielectric grating, the combined beam suffers the degradation in beam quality, which is caused by the optical dispersion, and also by the random error due to the misalignment of arrays or the thermal-optic effect of grating in the experimental system. In this paper, we strictly derive the equation of M^2 variation caused by the optical dispersion in both single-grating structure and dual-grating structure. And also, we discuss how the laser linewidth, beam size, spectral separation of two adjacent channels, distance between two adjacent channels and the period of grating influence the desired beam quality in detail, separately, in the single-grating structure and the dual-grating structure. The results show that with the value of M^2 fixed, the finite beam size gives rise to a laser bandwidth decreasing in single-grating structure combination, whereas the beam size induces a laser bandwidth to increase in dual-grating structure combination. If $M^2 \leq 1.2$, the laser bandwidth of dual-grating system can be over several sub-nanometers, rather than several tens of pm as in the single grating design.

Keywords: spectral beam combining, fiber laser, multi-layer dielectric diffraction grating, beam quality

PACS: 42.55.Wd

DOI: 10.7498/aps.65.104203

[†] Corresponding author. E-mail: zhoupu203@163.com