

光学频率梳空间光谱分辨精度研究*

王楠 韩海年 李德华 魏志义[†]

(中国科学院物理研究所, 光物理重点实验室, 北京 100190)

(2012年1月21日收到; 2012年3月6日收到修改稿)

光学频率梳的高精度光谱整形在微波光子学、光谱学及通信光学等学科领域具有广泛应用. 为了描述和评价光学频率梳光谱整形系统的光谱分辨精度, 使用光线追迹的方法对单光栅、平行光栅对、单光栅透镜变换和反平行光栅对透镜变换四种结构的空间色散能力进行了理论建模和分析, 得到了输出面上不同波长的光斑间距和光斑大小, 设立判据得到系统的光谱空间分离能力. 计算结果表明, 使用后面两种色散结构更容易实现高精度光谱分离和整形; 波长较长、纵模间距较大、光斑尺寸较大的光学频率梳更适合作为光谱整形系统的光源; 光栅刻线密度高、入射角小、多次通过色散系统有利于得到更高的光谱分辨精度. 本文的分析和计算过程具有普遍适用性, 对基于光学频率梳的高精度光谱整形系统的实验和评价具有指导意义.

关键词: 光学频率梳, 光谱整形, 空间色散, 高精度

PACS: 42.15.Dp, 42.15.Eq, 42.79.-e, 42.79.Dj

1 引言

光学频率梳^[1]具有丰富的宽带光谱、大量的激光纵模, 是良好的信息和能量载体. 对光学频率梳进行光谱整形是激光领域的重要研究方向之一, 目前不仅已广泛应用到超快激光放大器增益窄化抑制^[2]、色散测量与补偿^[3]等方面, 同时也促进了光谱学^[4]、光通信^[5]、微波光子学^[6]等领域的研究和发展. 根据傅里叶变换关系, 频率域谱线的变化对应时域的波形变化, 通过对频域谱线的精密控制也将可以获得时域的任意波形, 即光学任意波形的产生^[7]. 作为新兴学科, 这将会在光学信息处理、激光雷达和传感等领域具有广阔应用前景. 由此可见, 高精度光谱整形的实现对于已有相关学科的深入发展和新兴学科的产生促进, 都具有重要的研究意义.

在激光的光谱整形过程中, 需要将其光谱内不同波长进行空间分离, 分别进入不同的光调制器单元进行强度和相位调制, 再通过探测输出的光谱

进行反馈控制, 获得所需要的光谱类型. 由于受限于调制器(如液晶)像素单元的尺寸以及空间色散元件有限的光谱分离能力, 通常一个光谱调制单元内包含多条激光谱线, 使得光谱整形精度较低; 同时由于激光源波长的抖动, 光在调制器单元间的漂移也将会导致整形后输出光谱的形状不断变化, 降低光谱整形精度和稳定性. 光学频率梳在频域具有大的光学带宽、极好的稳定性, 是良好的光谱整形光源, 并且利用新型激光增益介质^[8]和非线性变换^[9]可以进行波长扩展, 再进行光脉冲重复频率的提高^[10], 可以使其覆盖波段丰富、纵模间隔大, 在光谱整形系统中发挥主动参与作用. 常用的光谱整形系统, 包含对入射光进行空间谱分离的色散结构和液晶调制器两大部分, 其中液晶单元作为光调制器的调制核心元件^[11]作用是实现对分离的光谱进行并行调制, 而空间色散结构决定了入射光源各谱线的交叠程度, 即决定了光谱整形精度. 如果对光梳单个梳齿进行强度和相位的调制, 就需要色散系统具有足够的空间色散能力可以将各梳齿进行空间分离, 因此对色散系统的光谱分辨精度进行描述

* 国家自然科学基金(批准号: 60808007, 11078022)和中国科学院创新方向性项目(批准号: KJCX-YW-W21)资助的课题.

[†] E-mail: zywei@iphy.ac.cn

和评价就至关重要. 目前低精度光谱整形的应用已较为广泛, 而高精度光谱整形的研究还处于起步阶段, 同时取得了一定的进展. 文献报道已经可采用单级色散系统对光梳的 100 根梳齿分别进行强度和相位的调制 [12], 或通过四级空间色散结构也可实现高的空间色散光谱分离 [13], 从实验上实现了特定波长下窄带宽光谱的高精度的光谱整形. 为了拓展光谱整形系统的波长适用范围和提高光谱整形精度, 需要普遍适用的理论来分析和描述系统中空间色散结构的光谱分离能力, 而相关的研究未见报道.

本文采用光线追迹法对光谱整形系统的几种空间色散结构进行了模拟分析, 对单光栅、平行光栅对、单光栅透镜变换和反平行光栅对透镜变换的空间色散能力建立模型并分别进行计算、分析和评价, 对普遍范围的高精度光谱整形系统具有指导意义.

2 理论模型

2.1 条件假设

光谱整形系统中的输入和输出都为激光光源参数, 中间的响应元件为色散光栅和变换透镜, 分别对其设立变量. 实际的激光光源在传输过程中光斑尺寸会发生变化, 需要由 q 参数的传输矩阵来计算. 为降低计算复杂性, 这里使用准直的高斯光束作为入射激光, 将腰斑半径设为 ω_0 , 使用焦距为 f 的透镜聚焦, 得到焦平面激光光斑半径为 $\omega' = \lambda f / \pi \omega_0^{[14]}$, 其中 λ 为激光纵模波长, 透镜为薄透镜.

假设激光中心波长为 λ_0 , 纵模间隔为 $\Delta\nu$, 光斑横向半径为 ω_x , 纵向半径为 ω_y , 在光栅上的入射角为 γ , 中心波长的衍射角为 θ_0 , 非中心波长的衍射角为 θ , 光栅常数为 d , 衍射级次为 m , 激光光栅上入射点距焦平面或调制器的距离为 L , 焦平面或调制器上的相邻波长的光斑间距为 ΔL , 设透镜和调制器的放置面垂直于激光中心波长的出射方向, 初选取光斑中心间距大于等于两光斑半径之和和作为两波长可实现光谱空间分离的判据, 即 $\Delta L \geq 2\omega_x$. 基于以上假设, 对各波长的光线路径进行追迹, 可得到以下几种空间色散结构的色散能力描述.

2.2 光线追迹

2.2.1 非透镜变换光栅结构

光栅相比于棱镜等材料具有更大的光谱色散能力, 使用如图 1 (a) 所示的单个光栅就可以使宽谱入射光产生较大的空间色散, 由光栅的衍射方程 $\sin \gamma + \sin \theta = m\lambda/d$ 知, 同波长的激光沿同一衍射角出射, 光斑大小不变; 不同的波长的衍射角差由方程求微分得:

$$\Delta\theta = \frac{m\Delta\lambda}{d \cos \theta} - \frac{\cos \gamma}{\cos \theta} \Delta\gamma, \quad (1)$$

其中 $\Delta\gamma$ 为激光初始角色散. 选择中心波长的法平面作为参考面, 则光束传播距离 L 后两相邻波长的光斑中心距为

$$\Delta L = L \cdot \tan(\Delta\theta), \quad (2)$$

同时, 腰斑半径为 ω_0 的激光在光栅上的横向投影为 $\omega_{gx} = \omega_0 / \cos \gamma$, 经过衍射后在中心波长法平面上的横向投影长度为

$$\omega_x = \omega_0 \cos \theta / \cos \gamma, \quad (3)$$

这时就获得了单光栅空间色散后的光斑中心间距 ΔL 与光斑半径 ω_x 的表达式, 通过计算比较 ΔL 与 $2\omega_x$ 的数值并根据判据可知两相邻波长的交叠程度.

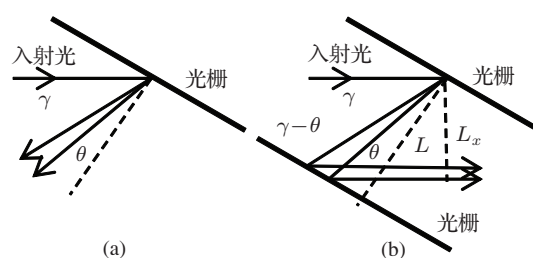


图 1 非透镜变换色散结构 (a) 单光栅; (b) 平行光栅对

单光栅可产生空间色散, 追迹方法简单, 出射光却是发散光, 不利于激光波长在光调制器内的耦合与调制. 若采用广泛应用在超短脉冲激光时域展宽器和压缩器结构中 [15] 的平行光栅对结构可将输出光进行准直, 如图 1(b) 所示. 此时激光在经过平行光栅对的偏移量为 $L_x = \frac{L}{\cos \theta} \sin(\gamma - \theta)$, 其中 L 为平行光栅对间距, 可得出射面上两相邻光波长的光斑中心间距为

$$\Delta L = L'_x \cdot \Delta\lambda = L \cos \gamma \cdot \Delta\theta / \cos^2 \theta, \quad (4)$$

而经过平行光栅对后的光斑半径则等同于原入射光斑半径, 即

$$\omega_x = \omega_0. \quad (5)$$

这就得到了一个平行光栅对的空间色散分析的基本参数. 由于平行光栅对作用于激光的空间色散是线性的, 所以每次出射的激光经过同样的这种平行光栅对将产生等量的空间色散, 所以两相邻波长经过 n 对同样的平行光栅对后的光斑中心间距则是:

$$\Delta L_n = n \cdot \Delta L. \quad (6)$$

2.2.2 透镜变换单光栅结构

相比于前面的两种结构, 单光栅透镜聚焦变换的方式, 即 $2f$ 系统, 在两相邻波长变换到后焦面的过程中没有改变光斑间距, 却极大地缩小了光斑尺寸, 有利于光谱分离并使得结构紧凑. 根据图 2, 由几何光学关系可得焦平面的两相邻波长的光斑中心间距为

$$\Delta L = f \cdot \tan(\Delta\theta), \quad (7)$$

其中 $\Delta\theta$ 由 (1) 式得到. 根据聚焦公式, 可得到焦平面的光斑半径为

$$\omega_x = \lambda f \cos \gamma / \pi \omega_0 \cos \theta. \quad (8)$$

可见焦平面光斑中心间距与前面两种结构相比没有改变, 但光斑半径有了大幅度的缩小.

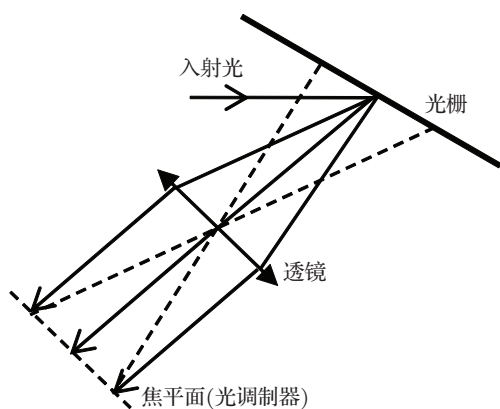


图 2 单光栅聚焦变换的空间色散结构

2.2.3 透镜变换反平行光栅对级联结构

使用单光栅色散后的空间角色散量较为有限, 多次通过反平行放置的光栅可以获得更高的空间

角色散, 如图 3. 反平行光栅对的对称镜面垂直于激光中心波长传播方向. 在最后的输出光栅使用聚焦透镜变换到频率域面将可得到较大光斑间距, 有利于谱线分离. 在实验过程中为了减小体积可选用与文献 [14] 所述类似的爬高多次反射样式.

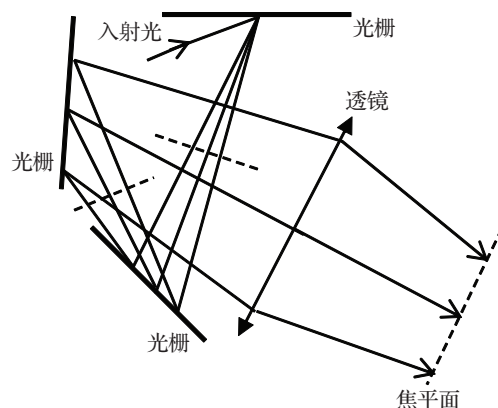


图 3 多反平行光栅的空间色散结构

由图 3 可以看出, 初始入射空间角色散为 0, 经过第一个光栅后色散角为 $\Delta\theta$, 到达第二个光栅时, 由于入射时长短波的角度与波长大小关系发生了一次反转, 入射色散角变为 $-\Delta\theta$. 经归纳后, 可得到多次通过反平行光栅的角色散为

$$\begin{aligned} \Delta\theta_0 &= \Delta\gamma = 0, \\ \Delta\theta_n &= \frac{m\Delta\lambda}{d \cos \theta} + (-1)^n \frac{\cos \gamma}{\cos \theta} |\Delta\theta_{n-1}|, \end{aligned} \quad (9)$$

其中 n 为通过光栅的个数. 经透镜聚焦之后的两相邻波长中心间距为

$$\Delta L = f \cdot \tan(\Delta\theta_n). \quad (10)$$

根据投影关系, 也同时可得到聚焦后中心波长光斑半径为

$$\omega_x = \frac{\lambda f}{\pi \omega_0} \cdot \begin{cases} \cos \gamma / \cos \theta, & n \text{ 为奇数} \\ 1, & n \text{ 为偶数} \end{cases}. \quad (11)$$

这样就得到了多反平行光栅的色散表达式. 综上所述, 基于光线追迹, 可以给出以上四种色散结构的色散表达式, 基于谱线分离判据, 接下来可通过计算分别对这几种结构的色散能力进行分析和评价.

3 结果与分析

3.1 参数依赖关系

在第一种单光栅直接色散结构中, 出射光斑中心间距与激光波长 λ , 激光纵模间隔 $\Delta\nu$, 入射角 γ , 光栅常数 d , 衍射级次 m 和激光出射的距离 L 有关. 从 (1) 和 (2) 式可看出, 出射光斑中心间距随着纵模间隔 $\Delta\nu$ 和距离 L 的增大线性增大, 其他参数关系可由下面计算模拟.

设激光波长为 800 nm, 纵模间隔为 10 GHz, 光栅刻线密度为 1500 线/mm, 一级衍射, 激光出射距离为 10 m, 按 (1), (2), (3) 式计算得, 随入射角增大, 光斑尺寸 $2w_x$ 变大并且光斑间距 ΔL 变小, 不利于谱分离, 如图 4 所示.

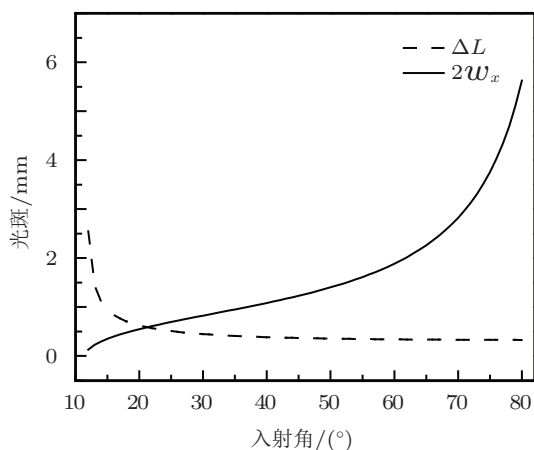


图 4 光栅入射角与出射光斑尺寸(实)、间距(虚)的关系

同样按照上述激光参数, 使用利特罗角入射, 入射光斑与出射光斑尺寸不变; 变换光栅刻线数, 可发现随着刻线密度的增加, 光斑间距 ΔL 变大, 如图 5. 可见高的光栅刻线密度更有利于谱分离.

若增加激光入射波长, 刻线密度和入射角不变, 则激光光斑间距增大, 如图 6, 有利于谱线分离.

由此可看出, 若要增加谱线分离能力, 需要尽量增大激光波长、激光纵模间距、光栅刻线密度和激光传播距离, 减小光栅入射角和光斑大小.

使用第二种的平行光栅对结构其实是对单光栅结构的准直, 并没有增大空间色散能力, 如果要继续增加空间色散量可以多次通过这样的平行光栅对结构.

第三种的单光栅聚焦系统是第四种反平行多光栅的特例. 由 (10) 和 (11) 式可以直接得到, 透镜

的焦距对聚焦光斑尺寸和光斑间距的作用是等效的, 所以不影响谱线分离过程; 与上面的非聚焦系统类似, 增大激光波长、激光纵模间距、光栅刻线密度, 减小光栅入射角都会增加谱线的分离程度, 不同的是增大入射光斑会使得聚焦后的光斑变小, 有利于光斑的分离. 同样经过如第四种的多个反平行光栅后, 也会更有利于光斑的分离.

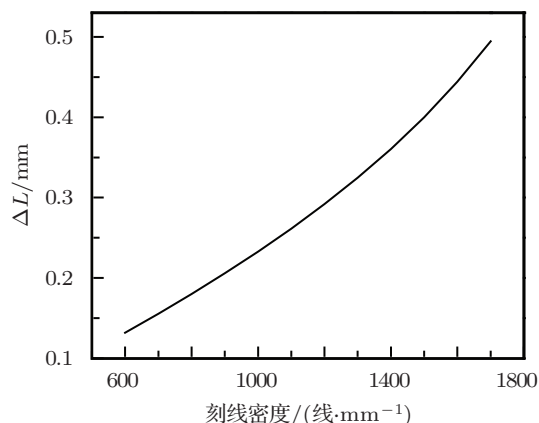


图 5 光栅刻线密度与出射光斑间距的关系

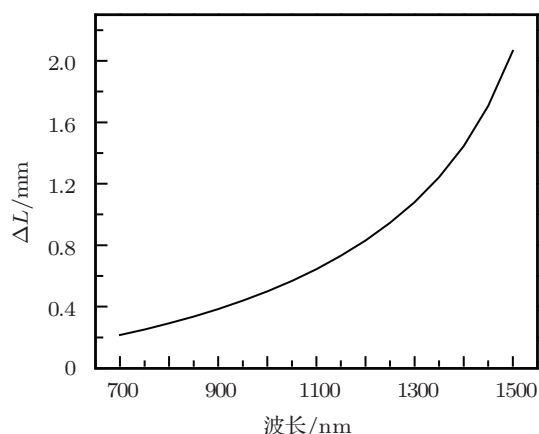


图 6 入射激光波长与出射光斑间距的关系

以 800 nm 为中心波长, 10 GHz 频率间隔, 1500 线/mm 光栅刻线密度, 光斑半径 10 mm, 焦距 1 m 透镜聚焦, 不同入射角时, 经过光栅次数不同的聚焦光斑中心间距和光斑大小关系如图 7 所示.

从图 7 中可以看出, 以光栅利特罗角 36.87° 入射时, 光斑中心间距随通过光栅次数线性增加, 光斑大小保持不变; 小于利特罗角入射时, 光斑中心间距加速增加, 光斑直径稍大, 并随着通过光栅次

数振荡; 大于利特罗角入射时, 光斑中心间距减速增加, 光斑直径稍小, 也随着通过光栅的次数振荡. 即随着通过反平行光栅次数增加, 可不断增大激光色散角和相邻光斑中心距, 而光斑尺寸变化不大, 从而有利于谱线分离. 这也与前面提到的小的入射角更有利于谱线分离的讨论相符合.

3.2 空间色散能力

对以上四种结构选取一定的参数进行计算可以得到如表 1 中所示结果. 其中 L 在单光栅中对应“传播距离”, 平行光栅对中为“光栅对间距”, 反平行聚焦系统中为“透镜焦距” f .

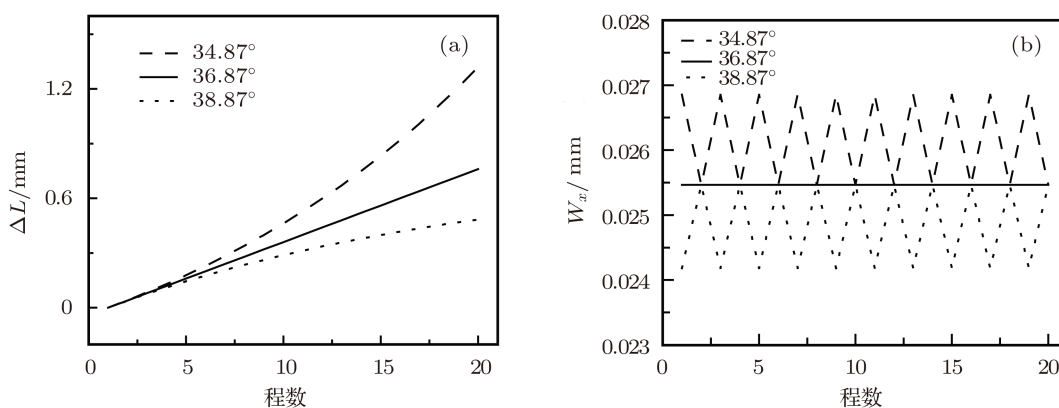


图 7 通过反平行光栅次数与出射 (a) 光斑间距; (b) 光斑尺寸的关系

表 1 根据理论模式选取部分实际参数得到的计算结果

色散结构类型	λ/nm	$\Delta\nu/\text{GHz}$	$(1/d)/\text{线}\cdot\text{mm}^{-1}$	$\gamma/(\text{°})$	$L, f/\text{m}$	ω_0/mm	程数 / 次	$\Delta L/\text{mm}$	$2\omega_x/\text{mm}$
单光栅	800	1	1500	30	10	0.1	1	0.0448	0.2000
	800	10	1500	30	10	0.1	1	0.4481	0.2000
	1500	10	1200	60	10	0.1	1	2.5000	0.2000
平行光栅对	800	10	1500	30	10	0.1	1 对	0.7600	0.2000
	1500	1	1200	60	1	1	5 对	4.9300	2.0000
	800	1	1500	30	1	1	1	0.0044	0.5093
反平行光栅聚焦	800	10	1500	30	1	10	2	0.0739	0.0509
	1500	10	1200	60	1	10	1	0.2519	0.0955
	1500	10	1200	60	0.5	10	4	0.3600	0.0477
	2000	1	900	60	0.5	10	5	0.0840	0.0637

由表 1 中数据可以看出, 纵模间距的提升对输出光斑间距的提高效果非常显著; 波长越长, 越容易实现谱线分离, 但同时会引起高密度光栅上衍射过程的截止, 此时需要降低刻线密度; 入射角降低和刻线密度的增加都有利于谱线分离; 对于不采用聚焦变换的情况, 距离 L 要越大越好, 否则就要增

加通过色散系统的次数, 而聚焦长度 f 对聚焦情况的分离结果并不大; 出射光斑半径与入射光斑半径在非聚焦的情况下相同, 所以光斑越小, 越容易实现谱线分离, 但会降低衍射效率, 而聚焦反平行光栅的情况则需要大的光斑尺寸以利于焦平面各频率成分分离; 非聚焦情况下的元件参数及尺寸要较

于反平行光栅聚焦时的要求苛刻。

综合考虑这几种色散结构的结果可以得到, 光谱整形系统使用反平行光栅进行色散并使用透镜进行聚焦变换的方式更有利于实现高精度光谱分离, 在元件参数选择过程中需要根据光源选取高刻线密度的光栅和小的激光入射角, 透镜参数的选择可以根据焦平面光调制器像素单元的尺寸选取, 如果通过计算发现仍然难以实现谱分离, 可以多次折叠光路通过色散系统获取更大的色散量。

同时采用这种结构也对光谱整形光源提出一定要求, 就是光源波长尽量长, 最好在 $1\ \mu\text{m}$ 以上, $2\ \mu\text{m}$ 以下, 短波长的色散能力较弱, 而过长的波长必然要求光栅刻线密度降低和入射角增大, 不利于精密光谱整形; 光源的纵模间隔尽量大, 最好在 $1\ \text{GHz}$ 以上, 甚至 $10\ \text{GHz}$; 在入射到光谱整形系统时需要扩大光斑尺寸以获得大的衍射分辨率和

小的焦平面光斑。

3.3 判据与噪声

由于该计算模型存在一定的假设条件, 所以会与实际的实验情况有所偏差. 如有限的光斑尺寸在衍射过程中引入的旁瓣, 透镜的像差与色差等会引入一定的噪声, 但这些与主光斑强度相比都极为微弱, 最为主要的噪声来源于判据决定的空间距离, 即两相邻波长光斑分离的程度不同, 相互交叠的光强度会带来较大的强度背景. 如图 8 所示, 当光斑间距等于光斑直径时, 即 $\Delta L = 2\omega_x$, 整个系统的背景交叠噪声将占据总强度的近 50%, 而当 $\Delta L = 3\omega_x$ 时, 背景交叠约为 10%, 所以在具体情况中需要根据系统精度要求确定判据, 从而选择合适的光源和光谱整形元件参数。

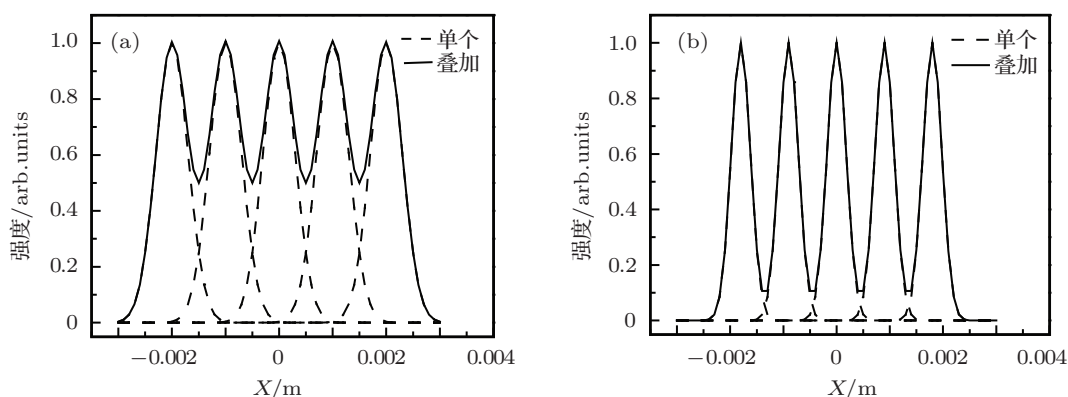


图 8 不同判据 (a) $\Delta L = 2\omega_x$; (b) $\Delta L = 3\omega_x$ 对应的交叠关系

4 结论

通过进行光线追迹, 分析了几种可能应用于高精度光谱整形的空间色散结构的光谱分离能力. 通过计算发现, 利用反平行光栅色散结构并组合透镜变换的方法更有利于实现高精度的光谱整形; 为了提高光谱整形系统的谱线分离能力, 一方面需要光

源的波长较长, 纵模间隔大, 光斑尺寸大, 另一方面也需要光谱整形系统本身的光栅刻线密度高, 激光入射角小; 透镜参数的选择影响不大; 参数选定后如果仍然难以实现谱分离, 可以多次通过色散结构增大谱分离能力; 光谱分离判据的选择较大程度影响光谱调制器中各波长的交叠噪声。

- [1] Jones D J, Diddams S A, Ranka J K, Stentz A, Windeler R S, Hall J L, Cundiff S T 2000 *Science* **288** 635
- [2] Barty C P, Korn G, Raksi F, Rose-Petruck C, Squier J, Tien A C, Wilson K R, Yakovlev V V, Yamakawa K 1996 *Opt. Lett.* **21** 219
- [3] Nogueira G T, Xu B W, Coello Y, Dantus M, Cruz F C 2008 *Opt.*

Express **16** 10038

- [4] Xu B W, Coello Y, Lozovoy V V, Dantus M 2010 *Appl. Opt.* **49** 6348
- [5] Hamzeh B, Jivkova S, Kavehrad M 2005 *J. Opt. Network* **4** 647
- [6] Jiang Z, Laird D E, Weiner A M 2005 *Opt. Express* **13** 10431

- [7] Cundiff S T, Weiner A M 2010 *Nat. Photon* **4** 760
- [8] Schibli T R, Hartl I, Yost D C, Martin M J, Marcinkevicius A, Fermann M E, Ye J 2008 *Nat. Photon* **2** 355
- [9] Gohle C, Udem T, Herrmann M, Rauschenberger J, Holzwarth R, Schuessler H A, Krausz F, Hansch T W 2005 *Nature* **436** 234
- [10] Bartels A, Heinecke D, Diddams S A 2008 *Opt. Lett.* **33** 1905
- [11] Weiner A M, Heritage J P, Kirschner E M 1988 *J. Opt. Soc. Am. B* **5** 1563
- [12] Jiang Z, Huang C B, Leaird D E, Weiner A M 2007 *Nature Photonics* **1** 463
- [13] Wang W S, Davis R L, Jung T J, Lodenkamper R, Lembo L J, Brock J C, Wu M C 2001 *IEEE Trans. Microw. Theory. Tech.* **49** 1996
- [14] Zou Y H, Sun T H 1991 *Laser Physics* (Beijing: Peking University) p44 (in Chinese) [邹英华, 孙陶亨 1991 激光物理学 (第一版) (北京: 北京大学出版社) 第 44 页]
- [15] Treacy E B 1969 *IEEE J. Quantum. Electron.* **5** 454

Spatial dispersion of pulse shaping system with high resolution based on the frequency comb*

Wang Nan Han Hai-Nian Li De-Hua Wei Zhi-Yi[†]

(Key Laboratory of Optical Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

(Received 21 January 2012; revised manuscript received 6 March 2012)

Abstract

High resolution pulse shaping based on the frequency comb has been widely used in microwave photonics, spectroscopy and communication optics and so on. To describe and evaluate the resolution capability of such a pulse shaping system, the ray tracing method is adopted to analyze the spatial dispersions of four schemes like single grating, parallel gratings, single grating with focus and anti-parallel gratings with focus. The spot spacings and sizes of different wavelengths can be determined from the modeling. As indicated by the calculation results, the latter two structures are advantageous to achieve high resolution pulse shaping; frequency combs with long wavelength, large mode spacing and big spot size are favorable for space dispersion; high grating groove density, small incident angle and multi passes in the dispersion system are conducive to the achievement of high resolution. The criterion for resolution would bring on some spot overlap noise.

Keywords: optical frequency comb, pulse shaping, spatial dispersion, high resolution

PACS: 42.15.Dp, 42.15.Eq, 42.79.-e, 42.79.Dj

* Projects supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60808007, 11078022) and Knowledge Innovation Project of Chinese Academy of Sciences, China (Grant No. KJCX-YW-W21).

[†] E-mail: zywei@iphy.ac.cn