

多子光束相干发射小目标探测研究*

连天虹† 王石语 蔡德芳 李兵斌 过振

(西安电子科技大学物理与光电工程学院, 西安 710071)

(2013年9月25日收到; 2013年10月30日收到修改稿)

提出了一种多子光束相干发射方案以提高对远距离小目标的探测能力. 将激光器发出的光束等功率地分为若干子光束, 在空间按一定的排列平行发射. 子光束来自同一激光源, 具有很好的相干性, 将在目标面上产生干涉. 计算结果表明: 子光束在目标面上产生干涉主峰, 理想情况下, 其峰值为单光束直接发射光强的 $N(N$ 为子光束数目) 倍, 用此主峰照射目标实现探测; 目标越小, 此方案相对于直接发射的优势越突出. 实际中应适当压缩光束发散角, 以增大照射到目标上的总功率. 发射镜的位置和角度抖动使目标面上光强闪烁且光斑畸变, 为获得稳定、且峰值为单光束直接发射光强 N 倍的干涉主峰, 发射镜的位移控制精度需达到 0.1λ (λ 为光波长), 角度控制精度需达到 0.2θ (θ 为光束发散角).

关键词: 激光探测, 小目标, 光束干涉

PACS: 42.60.Jf, 42.60.-v, 42.25.Hz

DOI: 10.7498/aps.63.034203

1 引言

激光探测以其分辨率高、抗干扰能力强, 系统体积小等优点而得到广泛应用和迅速发展^[1-6]. 对远距离小目标的探测在航空航天、军事等领域具有广泛的应用需求, 如何提高激光对远距离小目标的探测能力成为激光探测领域的一个研究热点^[7,8]. 从激光发射端来讲, 通常以增大激光发射功率来提高探测能力^[9-11]. 对远距离小目标而言, 由于激光在传输过程中的发散, 到达目标时光斑远大于目标, 目标只占整个光斑的一小部分. 因此, 单纯提高激光发射功率来提高对远距离小目标的探测能力效果不够理想, 且这给激光源研发带来巨大困难^[12,13].

激光探测中, 光电探测器接收到的功率 $P_r \propto \iint_S I(s) ds$, 其中 $I(s)$ 为目标上的光强, S 为目标区域. 可见, 对于面积确定的目标, 要增大接收功率, 根本上讲是要增大目标上的光强. 由此, 本文提出一种采用多子光束相干发射, 利用光的空

间干涉效应来增大目标上光强的方法, 其基本思想是: 将从激光器发出的光束等功率分为 N 个子光束, 按照一定的空间排列平行发射, 由于这些子光束来自同一激光源, 具有很好的相干性, 在远距离处将在空间重叠产生干涉效应, 干涉后的光强为子光束光强的 N^2 倍, 因此目标上的光强将会得到增加. 理想情况下, 相对于直接发射, 目标上的光强可提高 N 倍. 本文建立计算模型, 分析了采用该方法提高目标上光强的效果, 研究了发射镜位置抖动、角度抖动对干涉光斑的影响, 得出了系统设计中发射镜排列、位移及角度的控制精度要求.

2 系统构成与分析模型

2.1 系统构成

如图 1 所示, 镜 M_1-M_N 为多子光束发射系统的分束镜, 将由激光器发射的光束等功率地分为 N 个子光束平行发射, 各光束在较近距离内通常都不重叠, 随着传输距离增大, 发散重叠产生干涉效应. 各子光束被镜 M 反射一小部分经透镜汇聚到光电

* 固体激光国家重点实验室基金(批准号: 51438010201DZ01)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: tianhongl@126.com

探测器上产生干涉斑, 信号处理电路通过分析干涉图样对各子光束的位置、发射角度进行控制, 以在目标处获得较好的干涉效果.

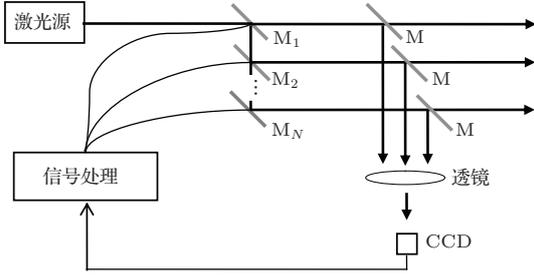


图1 方案原理图

多子光束相干发射系统中, 各子光束均来自同一激光源, 因此它们之间具有很好的相干性, 在目标面上能产生明显的干涉效应, 使激光能量重新分布, 这是多子光束相干发射增大目标上光强的物理基础. 将光强为 I_0 的光束均匀地分为 N 束, 每束光的光强为 I_0/N , 这 N 束光等相位干涉时最大光强为 $N^2 (I_0/N)$, 即 NI_0 .

2.2 分析模型

假设图1中光束传输方向为 z 方向, 发射镜 M_1-M_N 位于 xOy 平面. 通常激光器发出的光束为基横模高斯光, 忽略从激光源到发射镜光束半径的变化, 即光束束腰位于 xOy 平面. 单光束直接发射时, 目标面上的光电场为

$$E_0(x, y, z) = P_0 \sqrt{\frac{2}{\pi\omega_0^2} \frac{\omega_0}{\omega^2(z)}} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\omega^2(z)}\right) \times \exp\left(-i\left(k\left(\frac{x^2 + y^2}{2R(z)} + z\right)\right) - \varphi\right), \quad (1)$$

其中 P_0 为激光源总功率, ω_0 为束腰半径, $k = 2\pi/\lambda$ 为波数, λ 为光波长, $\omega(z) = \omega_0\sqrt{1 + (z/f)^2}$ 为 z 处的光斑半径, $f = \pi\omega_0^2/\lambda$ 为高斯光束的共焦参数, $\varphi = \arctan(z/f)$ 为相对于几何相移产生的附加相移, $R(z) = z + f^2/z$ 为等相位面曲率半径. 束腰半径为 ω_0 的高斯光束, 其发散角 $\theta = 2\lambda/(\pi\omega_0)$. 单光束直接发射时目标面上的光强为

$$I_0(x, y, z) = E_0(x, y, z) \cdot E_0^*(x, y, z). \quad (2)$$

多子光束相干发射时, 子光束的光电场可表示为

$$E_n(x, y, z)$$

$$= \frac{P_0}{\sqrt{N}} \sqrt{\frac{2}{\pi\omega_0^2} \frac{\omega_0}{\omega^2(z)}} \times \exp\left(-\frac{(x - x_{n0})^2 + (y - y_{n0})^2}{\omega^2(z)}\right) \times \exp\left(-i\left(k\left(\frac{1}{2R(z)}((x - x_{n0})^2 + (y - y_{n0})^2) + z\right)\right) - \psi\right), \quad (3)$$

其中 (x_{n0}, y_{n0}) 为第 n 个子光束的中心坐标. 目标面上的总光电场为

$$E_t(x, y, z) = \sum_{n=1}^N E_n(x, y, z). \quad (4)$$

多子光束相干发射时目标上的光强为

$$I_t(x, y, z) = E_t(x, y, z) \cdot E_t^*(x, y, z). \quad (5)$$

单光束发射和多子光束发射时照射到目标上的功率为

$$P_{0,t} = \iint_S I_{0,t}(x, y, z) dx dy. \quad (6)$$

3 理想情况下的效果分析

确定了各子光束的排布位置 (x_{n0}, y_{n0}) 后, 可用(5)式计算多子束相干发射时目标面上的光强分布. 为获得对称性较好的光斑, 实际中可以对子光束的排布进行设计. 在此, 设计了如图2(a)所示的发射系统, 其中电路系统对发射镜 M_1-M_5 进行控制. 这样, 5个子光束在 xOy 面内形成如图2(b)所示的排布形式. 图2(b)中 d 为光束中心距坐标轴的距离, 其大小反应光束排列的紧密程度. 取激光总功率为单位功率 1 W, 激光波长 λ 取为常用的 $1.06 \mu\text{m}$, 光束中心距坐标轴距离取为实际中易于实现的 0.5 mm . 计算不同发散角 θ 下, 100 km 处目标面上的干涉光强分布. 将单光束直接发射时, 目标面上的最大光强为 $I_0(0, 0, z)$ 记为 I_M .

图3所示为不同发散角 θ 下 x 轴上的光强分布, I_t 为多子束相干发射时的光强, I_0 为单光束直接发射时的光强.

可以看出, 单光束直接发射时, 目标面上能量分布范围较大、不够集中, 对小目标而言, 目标只占光斑的很小一部分, 集中到目标上的功率占总功率的比例很小. 而多子束相干发射时, 在目标面上形成了干涉主峰. 在此主峰内, 相对于单光束直接发射光强明显增大, 峰值光强为单光束直接发射光强的 5(即子光束数目)倍. 在多子束相干发射小目标

探测中, 使用此主峰照射目标来提高探测能力. 比较图 3(a), (b) 可以看出, 在子光束发散角较小时, 主峰较宽; 当发散角较大时, 主峰较窄, 出现更多旁瓣.

用 (6) 式分别计算多子束相干发射和单光束直接发射时目标上的功率, 图 4 为多子束相干发

射和单光束直接发射时目标接收到的功率之比 ($\gamma = P_t/P_0$) 随目标半径的变化. 可以看出, 目标较大时, 二者之比接近于 1, 多子束相干发射无明显优势; 目标越小, 二者之比越大, 目标半径趋于 0 时该比值趋于 5 (即子光束数目). 这表明目标越小, 多子束相干发射提高探测能力越显著.

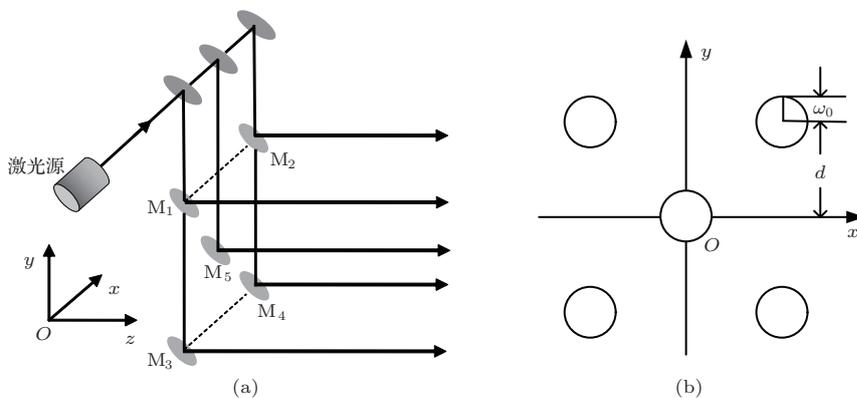


图 2 子光束排布图 (a) 发射系统; (b) 子光束排布

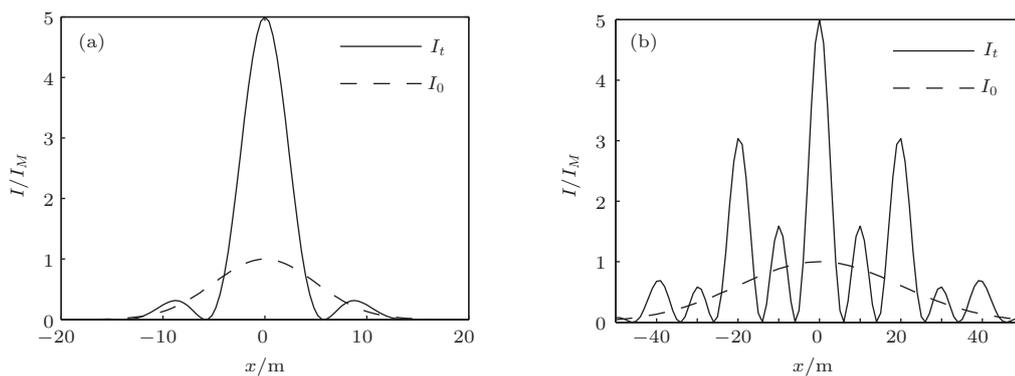


图 3 目标面上光强分布 (a) $\theta = 0.2$ mrad; (b) $\theta = 0.8$ mrad

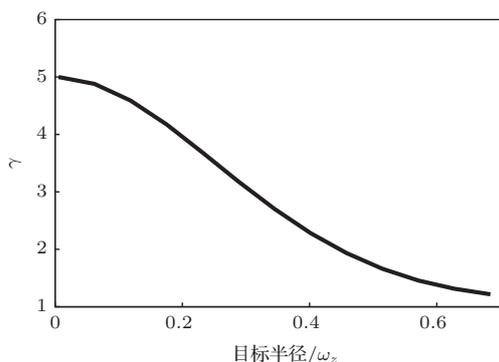


图 4 多子束相干发射与直接发射时目标接收功率之比 γ 随目标半径的变化

由于发散角的存在使各子光束在远处叠加从而产生干涉场, 从图 3 可以看出干涉场分布与子光

束发散角有关. 为了分析子光束发散角对探测能力的影响, 对大小确定的目标 (取为 $\omega_z/5$, 计算发散角 θ 不同时目标接收到的功率, 结果如图 5 所示. 可以看出, 随着子光束发散角增大, 照射到一定大小目标上的功率减小. 比较图 3(a), (b) 可以看出, 这主要是因为发散角增大时, 干涉场分布出现了很多旁瓣, 干涉主峰的能量相对减小造成的. 由于干涉场分布特性主要与光束的相位分布情况有关, 在此从高斯光束的相位分布来分析发散角对干涉光强分布的影响: 从高斯光束的等相位面曲率半径与发散角的关系 $R(z) = z + 16\lambda^2 / (z\pi^2\theta^4)$ 可以看出, 等相位面曲率半径随发散角增大迅速减小; 而高斯光束的相位 $\Psi = k(x^2 + y^2) / R(z) + kz - \varphi$ 随横向坐标 x 的变化率为 $\partial\Psi/\partial x = 2kx/R(z)$, 其随

等相位面曲率半径 $R(z)$ 的减小而增大. 因此, 发散角增大时, 在横截面内光束的相位随位置的变化变快, 从而使干涉条纹明暗交替更稠密, 所以图 3(b) 中干涉主峰变窄, 旁瓣增多, 集中到目标上的总功率减小. 对于实际中有限束腰半径的光束, 都存在一定的发散角, 这一发散角通常都足以使各子光束在远距离处重叠. 因此, 实际中应适当压缩光束发散角, 以增大目标接收到的总功率.

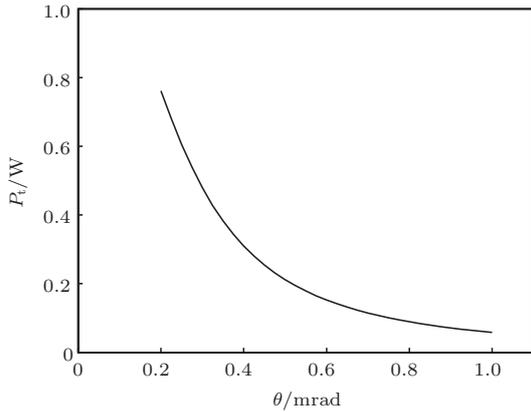


图5 目标上功率随发散角 θ 的变化

4 光斑闪烁与控制

由于机械振动等因素的影响, 图 2(a) 中的发射镜 M_1 — M_5 会产生位置偏离和角度倾斜, 需要对其进行控制. 但在小于控制精度的尺度内, 位置和角度会产生随机抖动. 在此研究发射镜位置和角度的随机抖动对目标面上光斑的影响, 以确定发射镜所需的控制精度.

4.1 位置抖动

如图 6 所示, 若 τ 时刻发射镜 M_n 在 x 方向产生一位移 $\delta_n(\tau)$, 这一方面使光束在 x 方向平移 $\delta_n(\tau)$, 另一方面光束到达目标时的传输的距离变化 $\delta_n(\tau)$. 此时, 第 n 个子光束的光电场可以表示为

$$E_n(x, y, z) = \frac{P_0}{\sqrt{N}} \sqrt{\frac{2}{\pi\omega_0^2 \omega^2 (z + \delta_n)}} \omega_0 \times \exp\left(-\frac{(x - x_{n0} - \delta_n)^2 + (y - y_{n0})^2}{\omega^2 (z + \delta_n)}\right) \times \exp\left(-i\left(k\left(\frac{(x - x_{n0} - \delta_n)^2 + (y - y_{n0})^2}{2R(z + \delta_n)}\right)\right.\right.$$

$$\left. + (z + \delta_n)\right) - \psi(z + \delta_n)\right). \quad (7)$$

用 $\{\delta_1(\tau), \delta_2(\tau), \dots, \delta_N(\tau)\}$ 表示所有 N 个发射镜 τ 时刻的位置偏离, 在小于位移控制精度 (δ) 的尺度内, $\{\delta_1(\tau), \delta_2(\tau), \dots, \delta_N(\tau)\}$ 随时间随机变化. 为了研究位置随机抖动对目标面上光斑的影响, 假设在确定的时刻 τ , $\{\delta_1(\tau), \delta_2(\tau), \dots, \delta_N(\tau)\}$ 在小于位移控制精度 δ 的尺度内服从均匀分布. 即对一给定的控制精度 δ , $\{\delta_1(\tau), \delta_2(\tau), \dots, \delta_N(\tau)\} \sim U[-\delta/2, \delta/2]$, 但 $\{\delta_1(\tau), \delta_2(\tau), \dots, \delta_N(\tau)\}$ 的具体值随时间而变化. 确定一组 $\{\delta_1(\tau), \delta_2(\tau), \dots, \delta_N(\tau)\}$ 后, 用 (5) 式计算此时目标面上的光强, τ_0 为模拟中的时间步长. 图 7 为当 $\delta = 0.5\lambda$, $\{\delta_1, \delta_2, \dots, \delta_N\}$ 取值不同时, 计算中 ω_0 取为 3 mm(对应的光束发散角 θ 为 0.2 mrad), d 取为 $2\omega_0$.

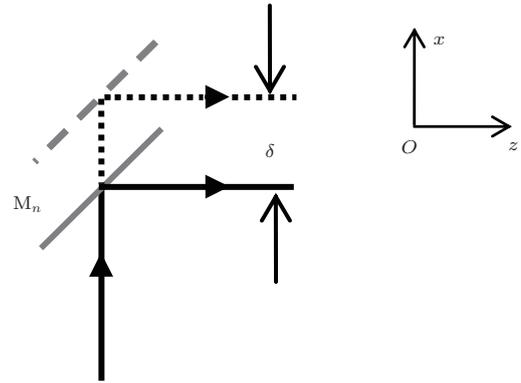


图6 光束平移示意图

可以看出, 当 $\{\delta_1, \delta_2, \dots, \delta_N\}$ 在 $[-0.25\lambda, 0.25\lambda]$ 范围内波动时, 目标面上光斑呈现不稳定性, 光斑形状畸变且光强呈现出一定的闪烁. 光强可能较大, 如图 7(b),(c); 也可较小, 如图 7(a), (d), 且图 7(d) 中光斑形状畸变严重. 这是由于在小于控制精度的尺度内, 各光束位置随机抖动, 目标面上可能产生相长或相消干涉所致. 在远距离处, 高斯光束的等相位面曲率半径很大, 可近似为平面, 因此, x 方向上小的位置偏离不会对光束在目标面上的相位产生很大的影响; 而在光束传播方向上, 一个波长的距离偏差会使光束在目标面上的相位发生 2π 的变化, 可见, 传输距离的抖动会对光束在目标面上的相位产生巨大的影响, 从而影响干涉光斑的分布. 为获得稳定、且峰值光强为单光束 N 倍的干涉主峰, 需对发射镜的位置进行控制.

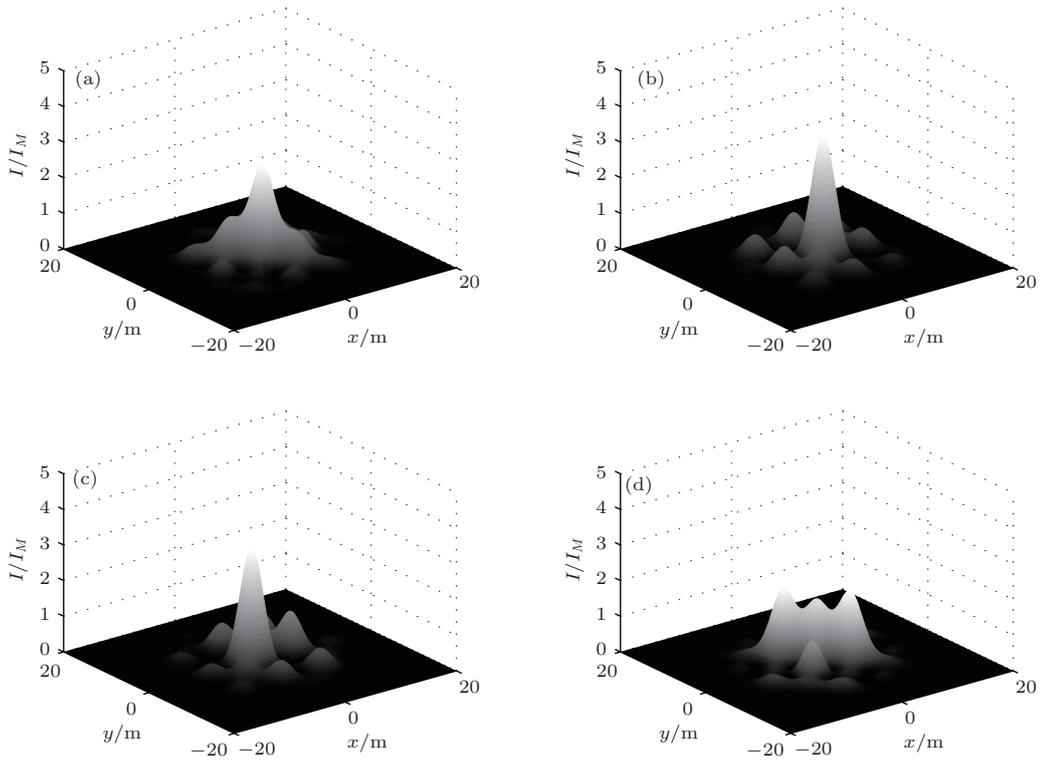


图7 位置控制精度 $\delta = 0.5\lambda$, $\{\delta_1, \delta_2, \delta_3, \delta_4, \delta_5\}$ 为不同值时目标面上光强分布 (a) $\{0.162, 0.097, -0.092, 0.225, -0.233\}\lambda$; (b) $\{-0.031, -0.059, 0.133, 0.148, -0.157\}\lambda$; (c) $\{0.230, 0.024, -0.181, -0.175, -0.121\}\lambda$; (d) $\{0.170, -0.123, 0.157, -0.128, 0.215\}\lambda$

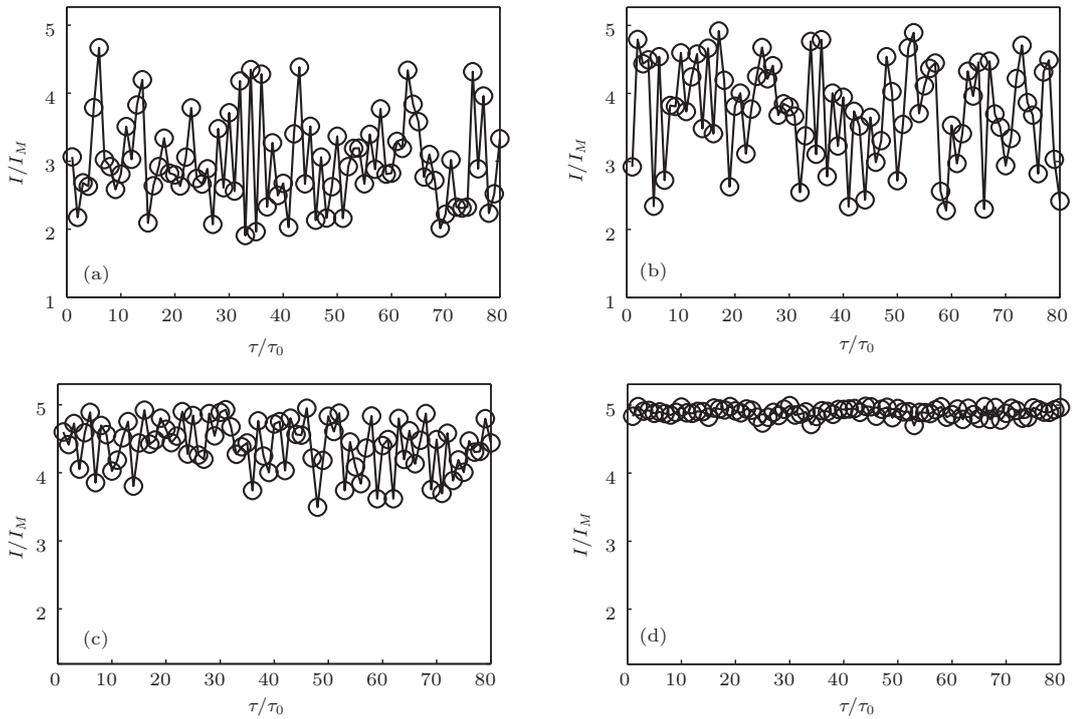


图8 不同位置控制精度 δ 下, 峰值光强随时间 τ 的变化 (a) $\delta = \lambda$; (b) $\delta = 0.5\lambda$; (c) $\delta = 0.3\lambda$; (d) $\delta = 0.1\lambda$

图8为不同的位置控制精度下, 最大光强随时间的变化. 分析图8可以看出, 在位移控制精度为 λ 时, 最大光强在2至5之间随机波动, 起伏幅度很

大; 当控制精度为 0.5λ 时, 最大光强起伏仍然很大, 在2至5之间随机波动. 相对于控制精度为 λ , 控制精度提高至 0.5λ , 对目标面上的光强闪烁没有明显

的改善. 当控制精度为 0.3λ 时, 峰值光强在3至5之间波动, 起伏幅度相对减小, 目标面上的光强闪烁有了明显的改善; 当控制精度为 0.1λ 时, 最大光强均接近于5, 光强闪烁得到了有效抑制, 稳定性较好. 由此可以看出, 要在目标面上获得稳定、峰值光强为单光束 N 倍的干涉主峰, 发射镜的位移控制精度需达到 0.1λ .

4.2 角度抖动

除位置偏离外, 外界因素还可使光束的发射角度发生倾斜. 如图9所示, 若 τ 时刻第 n 个子光束在 xOz 面内发生角度倾斜 $\alpha_n(\tau)$, 第 n 个子光束的光电场可以表示为

$$E_n(x, y, z) = \frac{P_0}{\sqrt{N}} \sqrt{\frac{2}{\pi\omega_0^2}} \frac{\omega_0}{\omega^2(z')} \exp\left(-\frac{x'^2 + (y - y_{n0})^2}{\omega^2(z')}\right) \times \exp\left\{-i\left[k\left(\frac{x'^2 + (y - y_{n0})^2}{2R(z')} + z'\right) - \psi\right]\right\}, \quad (8)$$

其中 $z' = z/\cos(\alpha_n) - (z \tan(\alpha_n) - (x - x_{n0})) \times \sin(\alpha_n)$ 为 (x, z) 点对应的光束实际传输距

离, $x' = z \sin(\alpha_n) - (x - x_{n0}) \cos(\alpha_n)$ 为 (x, z) 点距光束中心的横向距离. 类似于对位置抖动的分析过程, 用 $\{\alpha_1(\tau), \alpha_2(\tau), \dots, \alpha_N(\tau)\}$ 表示所有 N 个子光束 τ 时刻的发射角度, 在小于角度控制精度 (α) 内, $\{\alpha_1(\tau), \alpha_2(\tau), \dots, \alpha_N(\tau)\}$ 随时间随机抖动. 假设在确定的时刻 τ , $\{\alpha_1(\tau), \alpha_2(\tau), \dots, \alpha_N(\tau)\}$ 在小于角度控制精度的尺度内服从均匀分布, 即对给定的控制精度 α , $\{\alpha_1(\tau), \alpha_2(\tau), \dots, \alpha_N(\tau)\} \sim U[-\alpha/2, \alpha/2]$, 但 $\{\alpha_1(\tau), \alpha_2(\tau), \dots, \alpha_N(\tau)\}$ 的具体值随着时间变化. 确定一组 $\{\alpha_1(\tau), \alpha_2(\tau), \dots, \alpha_N(\tau)\}$ 后, 用(5)式计算此时目标面上的光强. 图10为当 $\alpha = \theta$ ($\theta = 2\lambda/\pi\omega_0$ 为光束发散角), $\{\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_N\}$ 取不同值时目标面上的光强分布.

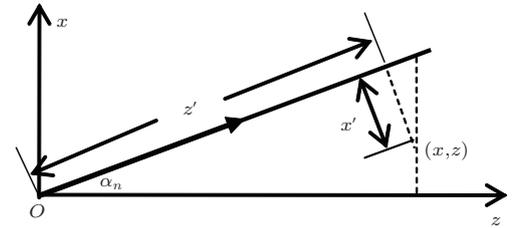


图9 光束角度倾斜示意图

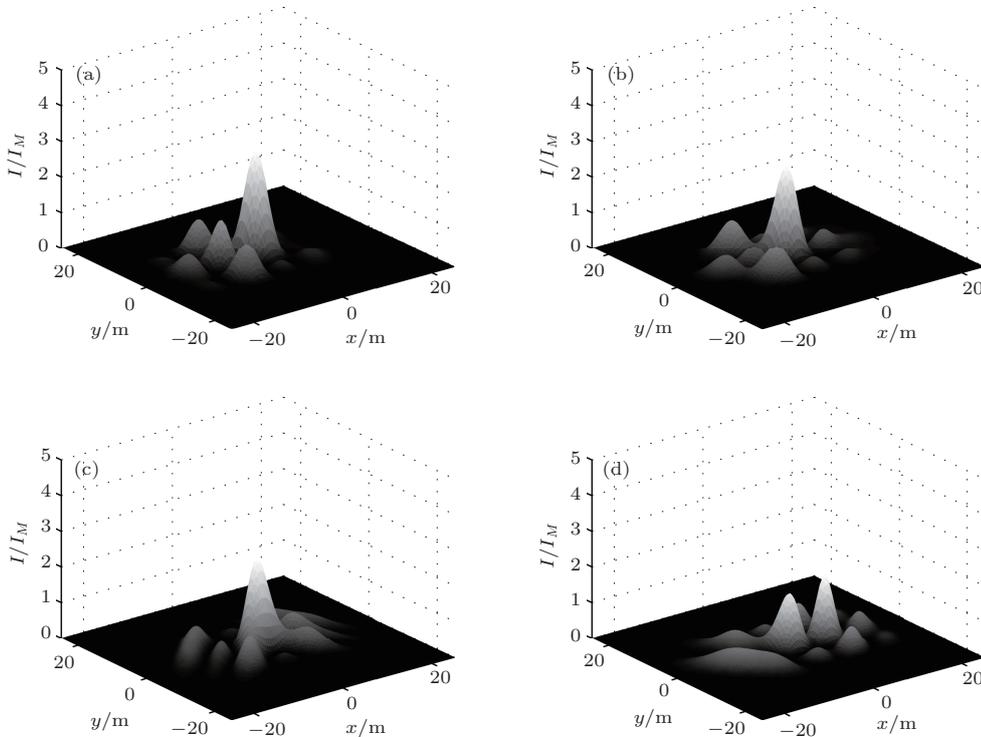


图10 角度控制精度 $\alpha = \theta$, $\{\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4, \alpha_5\}$ 为不同值时目标面上光强分布 (a) $\{-0.370, 0.069, -0.031, -0.488, -0.163\}\theta$; (b) $\{-0.069, 0.411, -0.318, -0.236, -0.355\}\theta$; (c) $\{0.369, -0.416, -0.100, -0.240, 0.300\}\theta$; (d) $\{-0.393, 0.462, -0.495, 0.275, 0.317\}\theta$

从图10可以看出, 当 $\{\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_N\}$ 在 $[-0.5\theta, 0.5\theta]$ 范围内波动时, 目标面上光斑呈现不稳定性. 光斑形状出现畸变且光强呈现出一定的闪烁. 可能出现较明显的干涉峰, 如图10(a), (b); 或者干涉峰较小, 光斑十分不规则, 如图10(d). 这是角度倾斜使光束的等相位面发生倾斜, 在目标面上各光束的相位的复杂分布所致. 要获得稳定、峰值光强为单光束 N 倍的干涉主峰, 需要对光束的发射角度进行控制.

图11为不同的角度控制精度下, 最大光强随时间的变化. 从图11可以看出, 当角度控制精度为

2θ 时, 峰值光强主要在1至3之间波动, 波动幅度比较大, 且最大光强均比较小, 达不到理想值5. 当控制精度提高为 θ 时, 峰值光强在2至5之间波动, 起伏幅度没有明显的改善, 但整体上有所增大. 当控制精度为 0.5θ 时, 峰值光强起伏幅度明显减小, 且光强明显增大, 在4至5之间波动. 当控制精度提高到 0.2θ 时, 峰值光强基本稳定在5附近, 起伏幅度很小, 稳定性很好. 因此, 要在目标面上获得稳定、且峰值光强为单光束直接发射光强 N 倍的干涉主峰, 发射角度的控制精度达到 0.2θ .

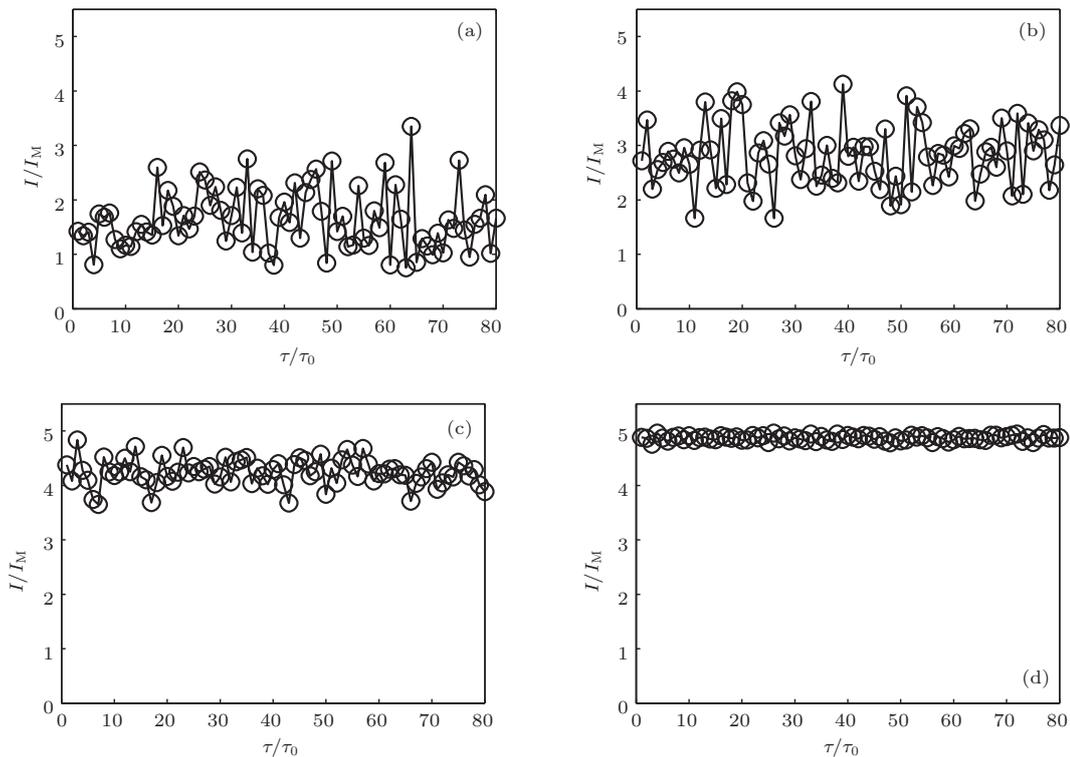


图11 不同的角度控制精度下 α 下, 峰值光强随时间 τ 的变化 (a) $\alpha = 2\theta$; (b) $\alpha = \theta$; (c) $\alpha = 0.5\theta$; (d) $\alpha = 0.2\theta$

实际应用中, 各子光束在大气中传输时还会受到大气湍流的影响. 多子光束发射系统中各子光束间距通常都比较小, 约在1 cm量级, 可认为其同一路径上传输. 较大尺度的大气湍流, 尺度通常在1—100 m量级^[14], 其对各子光束的波前调制近乎相同, 各子光束在目标面上仍能产生干涉. 但受大气湍流引起的波前调制影响, 子光束的峰值光强会衰减为其理想光强 I_0/N 的 β ($0 < \beta < 1$)倍, 即 $\beta I_0/N$, N 个子光束干涉后, 峰值光强为 $N^2(\beta I_0/N)$, 即 $\beta N I_0$. 因此, 较大尺度大气湍流的影响会使干涉斑的峰值光强有所减小. 对于小尺度的大气湍流, 情况较为复杂, 本文暂不做讨论.

5 结 论

本文基于光的干涉原理, 提出了一种多子光束相干发射方案以提高激光对远距离小目标的探测能力. 其将激光器发出的光束等功率地分为若干子光束, 在空间按照一定的排列平行发射, 子光束来自同一激光源, 具有很好的相干性, 在目标面上产生干涉. 建立了多子束相干发射的理论分析模型, 计算结果表明, 子光束在目标面上产生干涉主峰, 理想情况下峰值光强为直接发射的 N 倍, 使用此主峰照射目标实现探测. 目标越小, 此方案相对于直接发射的优势越突出; 实际中应适当压缩光束发散

角, 以增大照射到目标上的总功率. 机械振动等外界因素会引起的发射镜位置和角度发生随机抖动, 建立子光束存在位置抖动、角度抖动时目标面上光强的计算模型, 分析了位置和角度抖动对光斑的影响. 结果表明, 位置和角度抖动使得光斑畸变、光强闪烁, 为获得稳定的、且峰值为单光束直接发射光强 N 倍的干涉主峰, 发射镜的位移控制精度需达到 0.1λ , 角度控制精度需达到 0.2θ .

参考文献

- [1] Yu W Y, An L Q 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 218703 (in Chinese)[于文英, 安里千 2012 物理学报 **61** 218703]
- [2] Johnson S E 2012 *Appl. Opt.* **51** 4139
- [3] Dang W J, Zeng X D, Feng Z J 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 024204 (in Chinese)[党文佳, 曾晓东, 冯喆珺 2013 物理学报 **62** 024204]
- [4] Guo Y L, Lu M, Tan Z G, Wan J W 2012 *Chinese J. Lasers* **39** 0209003 (in Chinese)[郭裕兰, 鲁敏, 谭志国, 万建伟 2012 中国激光 **39** 0209003]
- [5] Di H G, Hua D X, Wang Y F, Yan Q 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 094215 (in Chinese)[狄慧鸽, 华灯鑫, 王玉峰, 闫庆 2013 物理学报 **62** 094215]
- [6] Hao W F, Li F, Yan J G, Zhang J, Su X L 2012 *Chinese J. Geophys.* **55** 47 (in Chinese)[郝卫峰, 李斐, 鄢建国, 张杰, 苏晓丽 2012 地球物理学报 **55** 47]
- [7] Qu F Q, Hu Y H, Jiao J J, Dong B 2013 *Acta Photonica Sinica* **42** 48 (in Chinese)[瞿福琪, 胡以华, 焦均均, 董彬 2013 光子学报 **42** 48]
- [8] Liu C B, Zhao S B, Han X E 2012 *Infrared and Laser Engineering* **41** 1244 (in Chinese)[刘春波, 赵少博, 韩香娥 2012 红外与激光工程 **41** 1244]
- [9] Yun J, Gao C X, Zhu S L, Sun C D, He H D, Feng L, Dong L J, Niu L Q 2012 *Chin. Opt. Lett.* **10** 121402
- [10] Zhang S B, Guo L, Li M L, Zhang L, Yan X, Hou W, Lin X C, Li J M 2012 *Chin. Opt. Lett.* **10** 071401
- [11] Wang Y Y, Xu D G, Liu C M, Wang W P, Yao J Q 2012 *Chin. Phys. B* **21** 094212
- [12] Zhou S H, Zhao H, Tang X J 2009 *Chinese J. Lasers* **36** 1605 (in Chinese)[周寿桓, 赵鸿, 唐小军 2009 中国激光 **36** 1605]
- [13] Yan R P, Yu X, Chen D Y, Chen F, Li X D, Ma Y F, Yu J H 2012 *Chin. Phys. B* **21** 024208
- [14] Wu B L, Rao C H 2007 *Acta Optica Sinica* **27** 967 [吴碧琳, 饶长辉 2007 光学学报 **27** 967]

Coherent emitting of multiple sub-beams for small target detection*

Lian Tian-Hong[†] Wang Shi-Yu Cai De-Fang Li Bing-Bin Guo Zhen

(School of Physics and Optoelectronic Engineering, Xidian University, Xi'an 710071, China)

(Received 25 September 2013; revised manuscript received 30 October 2013)

Abstract

A method for multiple sub-beams coherently emitting is put forward to improve the ability of laser to detect small targets in a long distance. The laser beam is split into many sub-beams with equal power parallelly emitted to the target in a certain arrangement. The sub-beams produce interference pattern on the target plane due to the fact that they are from the same laser source and have good coherence. Calculated results show that an interference peak is produced. Ideally, the maximum intensity would be N times as large as the intensity of the single beam emitted directly, where N is the number of the sub-beams. The detection is realized by using the interference peaks, and it will benefit especially to the detection of small targets. Beams divergence should be reduced to let a greater power to the target. In order to control the light intensity instability and the spot distortion, the jitters of the emitting mirrors must be controlled as well. Results show that a position accuracy of 0.1λ and an angle accuracy of 0.2θ are needed to have a stable and ideal interference peak, where λ is the wavelength and θ is the divergence angle of the beam.

Keywords: laser detection, small target, interference of beams

PACS: 42.60.Jf, 42.60.-v, 42.25.Hz

DOI: [10.7498/aps.63.034203](https://doi.org/10.7498/aps.63.034203)

* Project supported by the Foundation of State Key Laboratory of Solid-State laser, China (Grant NO. 51438010201DZ01).

[†] Corresponding author. E-mail: tianhongl@126.com