

收发望远镜参数对光纤激光测振仪 测量分辨力的影响*

沈杨翊¹⁾²⁾ 戴玉¹⁾²⁾ 孔新新¹⁾²⁾ 赵思泽鹏¹⁾²⁾ 张文喜^{1)2)†}

1) (中国科学院空天信息创新研究院, 北京 100094)

2) (中国科学院大学光电学院, 北京 100049)

(2024 年 5 月 13 日收到; 2024 年 11 月 26 日收到修改稿)

激光外差干涉测量是非接触振动探测的重要手段, 随着探测目标距离拓展, 人们对激光测振仪能量利用率和测量分辨力提出了更高的要求. 基于菲涅耳衍射积分、光纤耦合等相关理论, 建立了收发一体式光纤激光测振仪光场传递模型, 并基于散粒噪声受限假设, 提出粗糙目标回光情况仪器噪声基底评价方法. 结果表明, 收发望远镜焦距和口径共同决定系统能量利用率分布情况, 并进一步影响仪器测量分辨力. 针对激光波长为 1550 nm, 光纤模场半径为 5 μm , 对准距离为 1 km 的典型应用场景进行数值仿真实验, 收发透镜最优 F 数为 3.3, 验证了模型的正确性, 仿真结果可作为光纤激光测振仪、激光测风雷达等收发镜头设计的依据.

关键词: 激光多普勒效应, 光场传递, 散斑, 光纤耦合

PACS: 42.79.Qx, 42.25.Bs, 42.30.Ms, 42.81.Qb

DOI: 10.7498/aps.74.20240682

CSTR: 32037.14.aps.74.20240682

1 引言

激光多普勒测振仪 (laser doppler vibrometer, LDV) 是一种利用激光多普勒效应实时获取目标振动参数的精密测量仪器, 相较于其他振动测量技术而言具有工作距离范围广^[1]、测量频带范围大^[2,3]、灵敏度高^[4]、非接触^[5]等优势. 基于光纤干涉光路的激光测振仪因具有杂散光抑制能力强、装调容易和集成度高等优点, 近年来获得快速发展^[6-9].

LDV 系统常采用收发一体式望远镜结构, 其中收发望远镜口径和焦距直接影响激光能量的发射效率和接收效率, 同时由于激光测振仪实际测量目标大多为非合作目标, 粗糙目标散射回光产生的散斑效应影响耦合进入光纤的功率^[10], 进而影响

测量分辨力和振动反演精度^[11]. 因此, 研究收发望远镜口径、焦距、光纤纤芯直径与粗糙目标回光功率的相互关系, 对提升激光测振仪的测量分辨力、可探测范围和振动测量精度具有重要意义.

国内外针对远距离目标光纤耦合能量已经进行了一定的研究. Rzasa 等^[12]通过 Lambertian 目标假设和有限口径对应接收立体角近似计算耦合进入光纤的能量, 设定收发透镜焦距 267 mm、口径 88 mm, 目标距离 2000 m 内均能保障 3.6×10^{-10} 能量接收效率, 但忽略散斑效应和透镜衍射效应对结果的影响. Ruilier 和 Paris^[13]提出了光纤耦合效率计算公式, 但仅对理想平面光场经过口径受限单透镜耦合进入光纤的耦合效率进行讨论, 得到光纤最大耦合效率为 0.81. Winzer 和 Leeb^[14]建立了远距离粗糙面目标的光纤耦合效率计算公式,

* 国家重点研究发展计划 (批准号: 2022YFF0706300) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhangwenxi@aoe.ac.cn

在未考虑激光发射过程的情况下, 得出最优耦合效率与透镜口径和散斑光斑直径比值量化关系.

国内外前期研究均缺乏对完整激光收发过程的讨论, 因此, 以菲涅耳衍射积分理论为激光收发过程基础框架, 结合高斯束腰传递理论、粗糙目标生成理论和光纤耦合理论建立光场传递仿真模型, 对理想高斯激光的发射传输过程和面目标回波接收耦合过程进行了系统分析. 基于散粒噪声受限假设并结合耦合能量与仪器噪声基底的关系, 提出 LDV 噪声基底评价方法. 经过数值仿真实验, 得到收发望远镜口径、焦距与仪器底噪的统计学关系, 验证了仿真模型的正确性. 仿真结果表明通过合理选择收发望远镜口径和焦距, 可提升激光测振仪接收回光信号能力和测量分辨力, 为激光测振仪和激光测风雷达等仪器收发望远镜参数设计提供理论依据.

2 激光收发一体光场传递模型

基于光纤的典型激光外差振动测量系统原理如图 1 所示, 该仪器采用马赫泽德干涉仪结构, 参考光经过光纤布拉格盒产生外差移频, 测量光输出采用光纤点衍射直接经过收发望远镜聚焦到粗糙目标上, 目标上激光束腰光斑的散射再次经过收发望远镜, 耦合进光纤头与参考光经过合束器形成外差干涉^[15], 最终在平衡探测器处经过光电转换形成光电流.

理想系统中, 平衡探测器接收到参考光和测量光干涉形成的光电流 $i(t)$ 可表示为^[15]

$$i(t) = 2K\sqrt{P_r P_m} \cos[\omega_0 t + \varphi_m(t) - \varphi_r], \quad (1)$$

式中, K 为探测器响应度, P_r 和 P_m 分别为参与干涉的参考光和测量光的光功率, ω_0 为光纤布拉格盒外差角频率, φ_r 和 $\varphi_m(t)$ 分别为参考光初始相位和由粗糙目标振动引起的测量光相位变化. 在散粒噪声受限的激光外差测振系统中, 散粒噪声起到主导作用, 其噪声有效值 n_{shot} 可写为

$$n_{\text{shot}} = \sqrt{2KqB(P_m + P_r)}, \quad (2)$$

式中, B 为测量带宽, q 为电子所带电荷量. 研究表明散粒噪声受限系统位移频域噪声为白噪声, 采用单位带宽噪声有效值 S'_n 表征仪器噪声基底^[16]:

$$S'_n = \frac{\lambda}{2\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\sqrt{\text{CNR}'_r}} = \frac{\lambda}{2\sqrt{2\pi}} \sqrt{\frac{2Kq(P_m + P_r)}{2K^2 P_r P_m}}, \quad (3)$$

式中, λ 为激光波长, CNR'_r 为单位带宽载噪比, P_m 为测量光功率. 在激光外差测振系统中, 由于目标为非合作目标, 参考光功率远大于测量光功率, 散粒噪声大小由参考光功率决定, 因此 S'_n 有 (4) 式近似结果:

$$S'_n \approx \frac{\lambda}{2\sqrt{2\pi}} \sqrt{\frac{q}{K P_m}} \propto \sqrt{\frac{1}{P_m}}. \quad (4)$$

(4) 式表明, 参与干涉的测量光功率将直接决定信号获取的质量, 进而影响相位解调反演得到的位移信号质量. 显然, 测量光回光功率越大, 解得位移单位带宽噪声越小, 即仪器噪声基底越小, 仪器测量分辨力更高, 因此讨论如何提升收发望远镜能量利用率具有重要意义.

激光收发过程可分解为两个过程: 第 1 个过程是激光发射传输过程, 高斯激光经过收发望远镜将束腰传递到目标距离下的粗糙目标, 收发望远镜口径、焦距和空间位置等参数直接影响到发射能量传

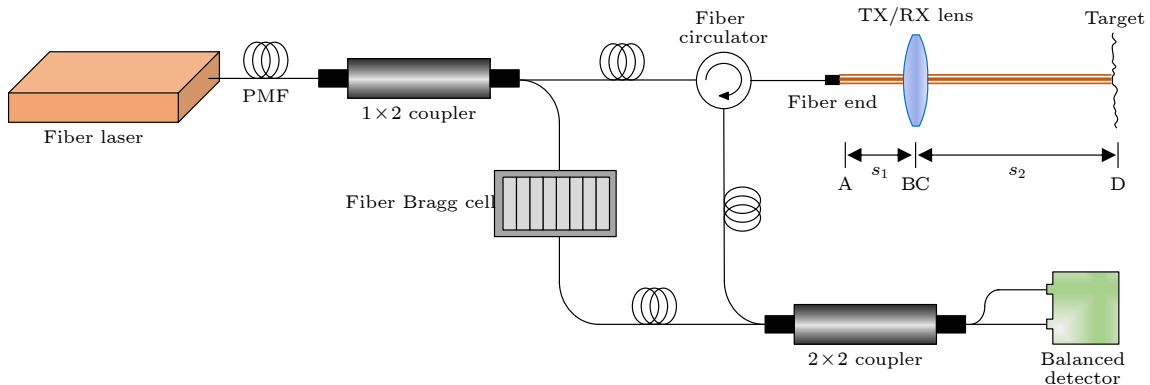


图 1 典型激光外差振动测量系统原理图

Fig. 1. Schematic diagram of a typical laser heterodyne vibration measurement system.

输效率以及到达目标端的光场分布; 第 2 个过程是激光回波接收耦合过程, 目标端粗糙表面对反射光场进行调制, 光场经过长距离传输、收发望远镜收集后到达光纤端面, 最后耦合进入单模光纤, 在光纤中以平整波前传输并与参考光干涉. 为了便于说明收发透镜口径和焦距对耦合效率的影响, 设定面目标距离典型值为 1 km, 单模光纤模场半径为 5 μm 、激光波长为 1550 nm. 下文将基于典型值对上述两个过程展开详细分析.

2.1 激光发射传输过程

激光发射传输包含 3 个过程, 如图 1 和表 1 所示, 激光从光纤发射端面 (A 面) 到透镜前表面 (B 面) 的自由空间传输, 从 B 面到透镜后表面 (C 面) 的透镜附加相位叠加, 以及从 C 面到粗糙目标面 (D 面) 的自由空间传输.

激光从单模光纤中出射, 通过比较光纤内部稳定传输光场分布与束腰在出射端面的高斯光束下的空间光场分布^[17], 可用高斯光束对实际出射光场进行等效以简化运算, 光纤发射端面光场分布 $U_{A,TX}(x, y)$ 可表示为

$$U_{A,TX}(x, y) = A_0 \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w_1^2}\right), \quad (5)$$

式中, A_0 为光纤端面中心光场强度, w_1 为光纤等效模场半径, 为保证激光到达目标面处波前平整并且光斑尽可能小, 根据高斯光束通过无限大薄透镜变换公式, 目标面与收发望远镜镜后表面的距离 s_2 (后简称目标距离) 和光纤端面到达收发望远镜镜前表面 s_1 (后简称物距) 须满足如下关系^[18]:

$$\frac{1}{s_2} = \frac{1}{f} - \frac{1}{s_1} \left[1 + \frac{1}{s_1(s_1 - f)} \times \left(\frac{\pi w_1^2}{\lambda} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (6)$$

式中, f 为透镜焦距. 为保证高斯光束能在目标位置处聚焦, 即 (6) 式能够解得实数 s_1 , 根据仿真前提条件: 目标距离典型值为 1 km, 单模光纤模场半径为 5 μm 、激光波长为 1550 nm, 为保证 s_1 存在实数解, 收发望远镜焦距需大于 319 mm, 并作为

后续仿真的输入范围.

收发望远镜口径受限也会产生衍射效应, 使得像面光斑与理想情况产生差异, 因此后文采用菲涅耳衍射理论估计像面光场分布. 根据高斯光束自由空间传输理论, 高斯光束从光纤端面传输至透镜前表面, 透镜前表面横向光场分布 $U_{B,TX}(x, y)$ 可表示为^[18]

$$U_{B,TX}(x, y) = \frac{A_0 w_1}{w_{\text{lens}}(s_1)} \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{w_{\text{lens}}^2(s_1)}\right] \times \exp\left\{-i \left\{ k \left[\frac{x^2 + y^2}{2R(s_1)} + s_1 \right] - \psi(s_1) \right\}\right\}, \quad (7)$$

式中, $w_{\text{lens}}(s_1)$ 为收发望远镜前表面束腰, $R(s_1)$ 为等相面曲率半径, $\psi(s_1)$ 为相位因子, 其中,

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (8)$$

$$w_{\text{lens}}(s_1) = w_1 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda s_1}{\pi w_1^2} \right)^2}, \quad (9)$$

$$R(s_1) = s_1 \left[1 + \left(\frac{\pi w_1^2}{\lambda s_1} \right)^2 \right], \quad (10)$$

$$\psi(s_1) = \tan^{-1} \left(\frac{\lambda s_1}{\pi w_1^2} \right). \quad (11)$$

根据有一定口径的薄透镜假设, $U_{B,TX}(x, y)$ 经过口径为 r 、焦距为 f 的理想薄透镜后 $U_{C,TX}(x, y)$ 可表达为^[19]

$$U_{C,TX}(x, y) = U_{B,TX}(x, y) \cdot \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{x^2 + y^2}{2f}\right) \times \text{circ}\left(\sqrt{x^2 + y^2}/r\right). \quad (12)$$

采用菲涅耳衍射积分过程对光场传输过程进行数值模拟仿真, 即通过傍轴近似假设, 得到物面光场经过距离为 s_2 传输后的光场 $U_{D,TX}(\xi, \eta)$ 为^[20]

$$U_{D,TX}(\xi, \eta) = \frac{-i}{\lambda} \exp(ik s_2) \iint U_{C,TX}(x, y) \times \exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda s_2} (x\xi + y\eta)\right] dx dy. \quad (13)$$

在数值计算中, 上述过程可通过快速傅里叶变换进行转换, 即

表 1 激光发射传输过程

Table 1. Laser emission transmission process.

状态/过程	光场分布表示	理论基础	近似条件
A	$U_{A,TX}(x, y)$	单模光纤光场分布理论	光纤高斯光场分布假设
A→B	$U_{B,TX}(x, y)$	高斯光束自由空间传输理论	傍轴近似
B→C	$U_{C,TX}(x, y)$	透镜相位调制理论	理想薄透镜假设理想圆孔硬边光阑假设
C→D	$U_{D,TX}(\xi, \eta)$	菲涅耳衍射积分理论	傍轴近似

$$U_{D,TX}(\xi, \eta) = \frac{-i}{\lambda} \exp(iks_2) \text{FFT}[U_{C,TX}(x, y)],$$

$$\xi = \frac{x}{\lambda s_2}, \quad \eta = \frac{y}{\lambda s_2}. \quad (14)$$

通过上述光场传递过程, 得到到达目标面处光场信息.

2.2 激光回波接收耦合过程

激光回波接收耦合包含 5 个过程, 如图 1 和表 2 所示, 粗糙表面叠加附加相位, 从 D 面到 C 面的自由空间传输, 从 C 面到 B 面的透镜附加相位叠加, 从 B 面到 A 面的自由空间传输, 以及光纤耦合过程.

粗糙面生成采用基于随机过程的数字滤波技术并通过 Johnson 转化系统的方法来模拟^[21], 利用该方法首先生成一个二维随机序列 $\eta(x, y)$ 并求得其傅里叶变换 $A(\omega_x, \omega_y)$, 该随机序列经过数字滤波调制后可得:

$$Z(\omega_x, \omega_y) = A(\omega_x, \omega_y) H(\omega_x, \omega_y), \quad (15)$$

式中, $H(\omega_x, \omega_y)$ 为滤波器的传递函数, $Z(\omega_x, \omega_y)$ 是粗糙表面 $Z(x, y)$ 的傅里叶变换. 根据维纳辛钦定理^[22]: 宽平稳随机过程的功率谱密度是其自相关函数的傅里叶变换. 功率谱密度可看作传递函数数值的平方, 而传递函数是由给定的粗糙表面自相关函数 $R(z_x, z_y)$ 得到, 即

$$H(\omega_x, \omega_y) = F[R(z_x, z_y)]^{1/2}, \quad (16)$$

式中, z_x, z_y 分别为二维自相关函数的 x, y 坐标, 粗糙表面自相关函数由所需粗糙面的粗糙度决定, 即

$$R(z_x, z_y) = \sigma_z^2 \exp \left\{ -2.3 \left[\left(\frac{z_x}{\beta_x} \right)^2 + \left(\frac{z_y}{\beta_y} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}, \quad (17)$$

式中, σ_z 为指定粗糙表面均方根粗糙度; β_x 和 β_y 分别为粗糙面 x 和 y 方向上的相关长度. 只要设定粗糙面的均方根粗糙度及粗糙面的相关长度就可得到 $Z(\omega_x, \omega_y)$, 再经傅里叶逆变换就可得到所需粗糙表面 $Z(x, y)$, 经过粗糙面光场调制, 粗糙面回光光场 $U_{D,RX}(x, y)$ 为

$$U_{D,RX}(x, y) = U_{D,TX}(x, y) \cdot \exp[ikZ(x, y)]. \quad (18)$$

光场由 D 面传递到 A 面的过程与前文发射过程类似, 先通过菲涅耳衍射积分过程得到 C 面的光场分布 $U_{C,RX}(x, y)$, 经过口径受限的收发透镜调制, 得到 B 面的光场分布 $U_{B,RX}(x, y)$, 再次通过菲涅耳衍射积分过程得到 A 面的光场分布 $U_{A,RX}(x, y)$. 而光纤中稳定传输的光场可表达为

$$U_0(x, y) = \exp \left(-\frac{x^2 + y^2}{w_1^2} \right). \quad (19)$$

根据光纤耦合计算^[13]式, 可将光纤中稳定传输的光场视为一空间向量, 待耦合的光场为另一空间向量, 光纤耦合效率即为两空间向量夹角模长的平方:

$$\eta_c = \frac{|\langle U_{A,RX}(x, y), U_0(x, y) \rangle|^2}{|U_{A,RX}(x, y)|^2 \cdot |U_0(x, y)|^2} = \frac{\left| \iint_A U_{A,RX}(x, y) \cdot U_0^*(x, y) dx dy \right|^2}{\iint_A U_{A,RX}(x, y) \cdot U_{A,RX}^*(x, y) dx dy \cdot \iint_A U_0(x, y) \cdot U_0^*(x, y) dx dy}. \quad (20)$$

耦合进入光纤能量 P 为待耦合的光场在光纤光场上的投影, 因此可表示为

$$P = \left| \iint_A U_{A,RX}(x, y) \cdot U_0^*(x, y) dx dy \right|^2 \left\{ \iint_A U_0(x, y) \cdot U_0^*(x, y) dx dy \right\}^{-1}. \quad (21)$$

表 2 激光回波接收耦合过程说明表

Table 2. Explanation table of laser echo reception coupling process.

状态/过程	光场分布表示	理论基础	近似条件
D	$U_{D,RX}(x, y)$	Johnson转化系统理论	粗糙表面平稳随机过程假设
D→C	$U_{C,RX}(x, y)$	菲涅耳衍射积分理论	傍轴近似
C→B	$U_{B,RX}(x, y)$	透镜相位调制理论	理想薄透镜假设理想圆孔硬边光阑假设
B→A	$U_{A,RX}(x, y)$	菲涅耳衍射积分理论	傍轴近似
光纤耦合	—	光纤耦合理论	—

由 (21) 式可得当待耦合光场与光纤光场越一致, 最终可耦合进入光纤中稳定传输的能量也越多. 通过上述过程即可得到发射光场经过上述口径受限收发透镜和粗糙表面调制后最终耦合进入光纤的能量, 因此基于光纤的收发一体光学系统的能量利用率 CE 可表示为

$$CE = P/P_0, \quad (22)$$

式中, P_0 为从光纤出射的能量. 不改变粗糙面的统计特性前提下进行蒙特卡罗实验, 可得出粗糙目标在该透镜参数下系统能量利用率的统计学分布, 通过改变透镜参数, 进而得到不同透镜参数下的系统能量利用率的统计学分布.

3 典型应用下数值仿真

结合实际应用场景, LDV 对 1 km 外粗糙目标

进行微振动信号探测, 仪器选用的单模光纤模场半径为 $5 \mu\text{m}$ 、激光波长为 1550 nm , 发射面初始光强总和为 1. 在上述约束下, 结合第 2 节讨论的激光光场传输过程, 获得各个观察面光场分布, 如图 2 所示.

由图 2(c), (d) 可得, 虽然到达目标面仍然为高斯分布, 但因透镜口径受限, 到达 D 面波前并非为平面. 由图 2(e), (f) 可得, D 面散射光场强度上虽然保持高斯分布, 但相位上由于叠加附加相位变为不规则相位分布. 由图 2(g), (h) 可得, 回光经过有限口径收发透镜接收, 由于相干光不同子孔径复振幅叠加, 产生散斑效应, 到达光纤端面的光场强度和相位均存在变形, 与图 2(a), (b) 展现的光纤内部稳定传输光场存在巨大差异. 显然, 当粗糙面发生变化时, 最终在光纤端面处得到的光场分布不同, 耦合进入光纤并参与外差干涉的能量也不同,

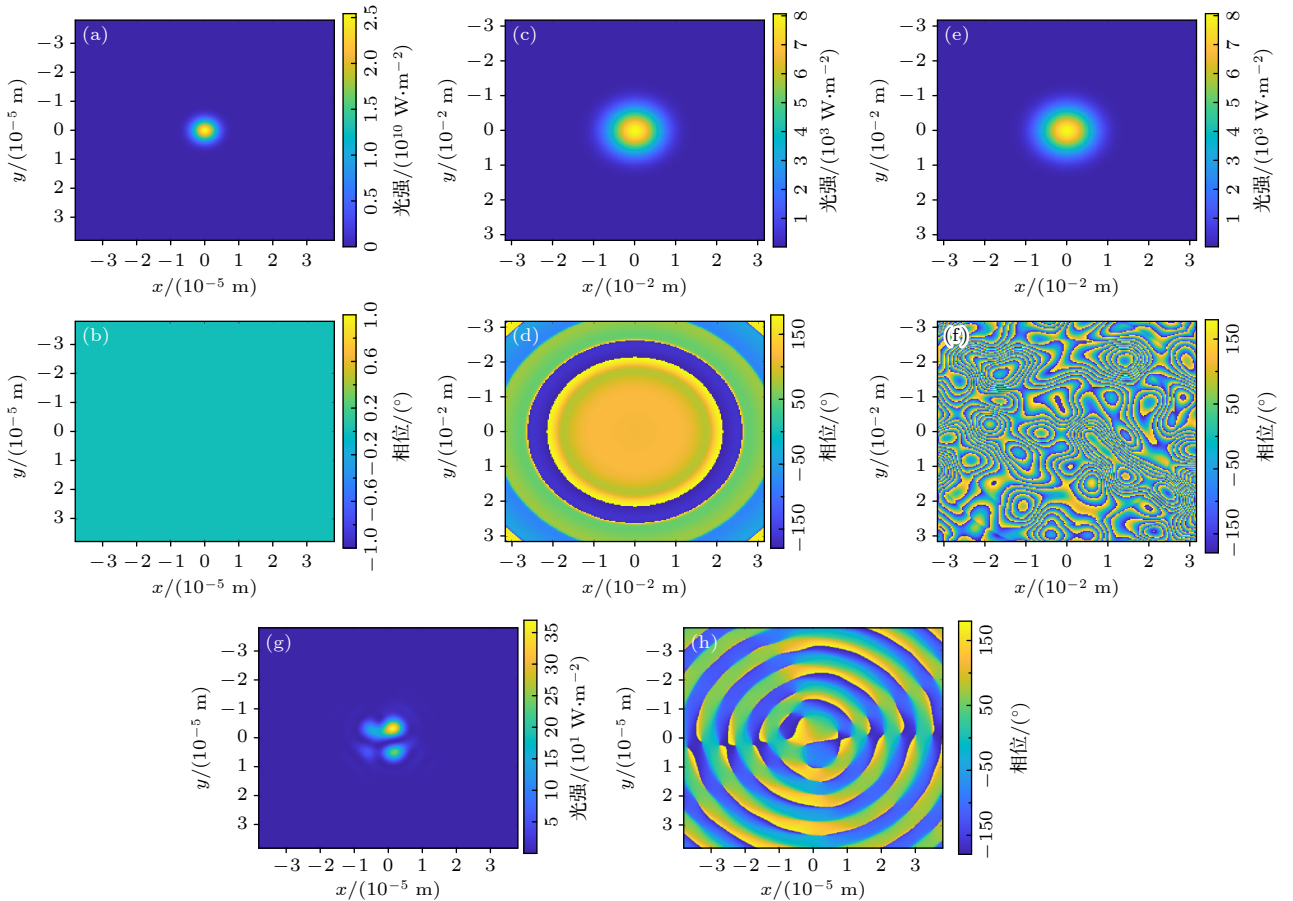


图 2 焦距 600 mm, 口径 200 mm 情况下光强和相位分布 (a) 光纤内部光强; (b) 光纤内部相位; (c) 发射过程 D 面光强; (d) 发射过程 D 面相位; (e) 接收过程 D 面光强; (f) 接收过程 D 面相位; (g) 接收过程 A 面光强; (h) 接收过程 A 面相位

Fig. 2. Intensity and phase distribution under the condition of a lens focal length of 600 mm and a diameter of 200 mm: (a) Intensity inside fiber; (b) phase inside fiber; (c) intensity on D plane during the emission process; (d) phase on D plane during the emission process; (e) intensity on D plane during the receiving process; (f) phase on D plane during the receiving process; (g) intensity on A plane during the receiving process; (f) phase on A plane during the receiving process.

因此通过随机生成粗糙表面进行蒙特卡罗仿真实验,如图3所示,以焦距600 mm、口径200 mm的透镜参数为例得到系统能量利用率的概率密度分布。

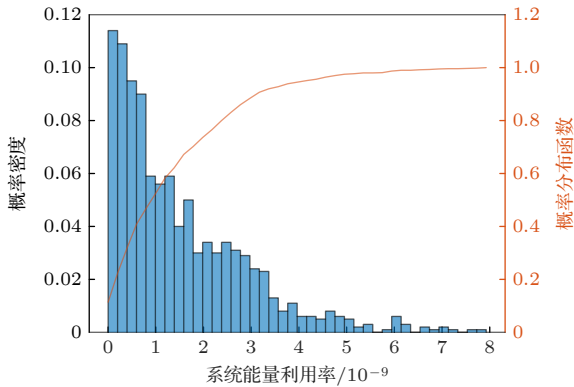


图3 透镜焦距600 mm,口径200 mm情况下系统能量利用率概率分布图

Fig. 3. Probability distribution diagram of system energy efficiency under the condition of a lens focal length of 600 mm and a diameter of 200 mm.

如图3所示,系统能量利用率概率密度分布集中于视窗左侧,从概率分布函数可知系统能量利用率90%概率分布于视窗左侧,这意味着大部分情况粗糙表面回光耦合进入光纤能量均为小值,偶有极高耦合能量情况出现,并且随着系统能量利用率增加,出现概率趋势呈现单调递减状态。由于散斑效应,粗糙目标散射回光所得的测量光能量并不恒定,根据(4)式关于噪声基底的讨论,引入分辨力评价因子 σ_i 来评价第 i 次实验噪声基底:

$$\sigma_i = kS'_{ni} = \sqrt{P_0/P_i} = 1/\sqrt{CE_i}, \quad (23)$$

式中,引入常数 $k = \frac{2\sqrt{2}\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{KP_0}{q}}$, CE_i , P_i 和 S'_{ni} 分别为第 i 次实验系统能量利用率计算结果,耦合进入光纤能量和单位带宽噪声有效值。为评估粗糙目标对系统噪声基底的统计学影响,引入 σ_i 均方根有效值 σ 作为某次实验条件下的分辨力评价因子:

$$\sigma = \sqrt{\sum_{i=1}^n \sigma_i^2 / n}, \quad (24)$$

式中, n 为单次实验条件下蒙特卡罗实验次数。经过仿真检验,对于不同透镜参数情况, σ_i 分布几乎相同,因此 σ 越小,说明测振仪数据反演时噪声越小,测量分辨力更高,在上述仿真和讨论基础上,变换透镜口径和焦距后进行蒙特卡罗实验,获得不同透镜参数情况评价因子 σ ,图4为滑动平均滤波

后结果。

从图4可得:1)当透镜焦距固定时,随着收发透镜口径增大, σ 先呈现快速下降趋势,当 F 数低于3.3后, σ 趋于稳定状态,即收发系统不会由于口径增大而持续提升能量利用率,仪器噪底也不再发生变化;2)由图4曲线左侧同一口径不同焦距结果可知,此时光纤 F 数远低于透镜 F 数,光纤发射效率低,因此收发透镜焦距越大,仪器噪底越大;3)由图4曲线右侧稳定状态结果可知,极限情况仪器噪底与收发透镜焦距相关,焦距越大,极限情况仪器噪底越小。

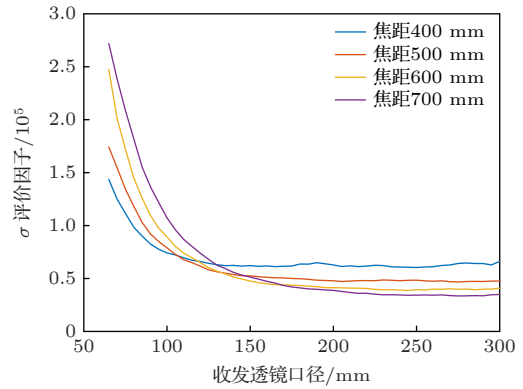


图4 粗糙目标不同透镜参数下评价因子 σ 分布曲线

Fig. 4. Distribution curve of evaluation factor σ for rough target under different lens parameters.

将目标面设置为镜面,通过相同仿真流程可获得镜面反射理想情况下不同收发透镜焦距和口径与 σ 关系,如图5所示。仿真表明:

1)当透镜焦距固定时,与粗糙目标趋势类似,随着收发透镜口径增大, σ 先呈现快速下降趋势,当 F 数低于3.85后, σ 趋于稳定状态,这是由于高斯光束能量分布为中心高、边缘低,当透镜口径增大时,发射接收过程利用的能量先快速增加后趋于定值。

2)口径足够大时,不同焦距 σ 极限值相同,当透镜口径足够大时,接近于理论高斯光束腰传递,即目标面和光纤端面处于共轭位置,光纤收发过程无能量损失。

为更好比较不同焦距、不同目标 σ 拐点位置,约定达到最小 σ 值的1.1倍作为该焦距下口径拐点及对应 F 数,如表3所示。从表1可得相同目标不同焦距下 F 数拐点基本一致,镜面目标 F 数约为3.85,粗糙目标 F 数约为3.3,因此选择LDV收发透镜时需针对目标类型作出相应调整。

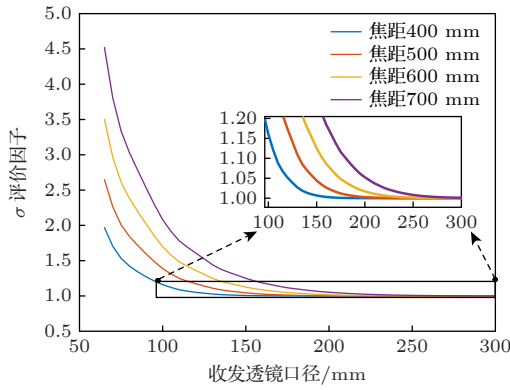


图5 镜面目标不同透镜参数下评价因子 σ 分布曲线

Fig. 5. Distribution curve of evaluation factor σ for specular target under different lens parameters.

表3 不同目标不同焦距对应口径和 F 数拐点比较
Table 3. Transition points of aperture and F -number corresponding to different focal lengths for various targets.

收发透镜焦距	镜面目标		粗糙目标	
	口径/mm	F 数	口径/mm	F 数
400 mm	105	3.81	120	3.33
500 mm	130	3.84	155	3.22
600 mm	155	3.87	185	3.24
700 mm	180	3.89	210	3.33

实际 LDV 使用场景为被测目标大部分为粗糙目标, 因此当设计收发透镜参数时, 可根据实际情况可以有两种选择方式.

1) 口径受限情况. 当透镜口径小于 100 mm 时, 更小焦距收发透镜能量利用率更高; 当透镜口径大于 200 mm 时, 结论相反, 因此可根据图 4 选择口径对应最小 σ 值时的焦距值.

2) 焦距受限情况. 尽可能选择大口径收发透镜, 但当 F 数小于 3.3 时, 仪器噪声几乎达到极限值, 同时口径增大到一定程度时, 会导致系统光学系统像差难以控制, 因此结合图 4 不同焦距曲线拐点信息, 可得无论何种焦距, 最优 F 数选择大约为 3.3.

4 结 论

基于光纤耦合和非涅耳衍射传递理论建立收发一体光纤 LDV 光场传递模型和系统能量利用率计算模型, 并根据散粒噪声受限模型提出粗糙目标回光情况仪器噪声基底评价方法. 与国内外研究仅考虑透镜接受情况与散斑理论计算工作相比, 基于光纤 LDV 基础结构出发全流程仿真收发过程可进

一步得到系统能量利用率分布情况. 针对对准距离为 1 km、单模光纤模场半径为 5 μm 、激光波长为 1550 nm 的典型光纤 LDV 应用场景进行光场传输和总耦合能量的数值仿真, 仿真结果表明当收发透镜 F 数达到 3.3 时, LDV 趋近该焦距下最高能量利用率, 继续提升口径并不能持续提升系统能量利用率. 在工程应用中, 数值分析结果可为 LDV 收发透镜设计提供理论依据, 实现高灵敏外差干涉探测系统的优化设计, 仿真平台也可进一步指导激光测风雷达等领域收发透镜设计, 实现非合作目标更高测量分辨率.

参考文献

- [1] Peng R, Xu B, Li G, Zheng C, Li X 2018 *IEEE 23rd International Conference on Digital Signal Processing* Shanghai, China, November 19–21, 2018 p1
- [2] Cheng X 2021 *M. S. Thesis* (Harbin: Harbin Institute of Technology) (in Chinese) [程侯 2021 硕士学位论文 (哈尔滨: 哈尔滨工业大学)]
- [3] Li Y C, Zhang L, Yang Y L, Gao L, Xu B, Wang C H 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 5473 (in Chinese) [李彦超, 章亮, 杨彦玲, 高龙, 徐博, 王春晖 2009 物理学报 **58** 5473]
- [4] Shang J, He Y, Wang Q, Li Y, Ren L 2020 *Sensors* **20** 5801
- [5] Liu C H, Zang C P, Zhang G B 2021 *J. Aerospace Power* **36** 477 (in Chinese) [刘翠红, 臧朝平, 张根辈 2021 航空动力学报 **36** 477]
- [6] Chen H K 2020 *M. S. Thesis* (Beijing: University of Chinese Academy of Science) (in Chinese) [陈鸿凯 2020 硕士学位论文 (北京: 中国科学院大学)]
- [7] Du Z J 2017 *M. S. Thesis* (Zibo: Shandong University of Technology) (in Chinese) [杜召杰 2017 硕士学位论文 (淄博: 山东理工大学)]
- [8] Li F F, Wu J, Zhao Z L, Wang D L, Ye Z Y, Yu Y M 2012 *High Power Laser and Particle Beams* **24** 2549 (in Chinese) [李斐斐, 吴谨, 赵志龙, 王东蕾, 叶征宇, 于彦明 2012 强激光与粒子束 **24** 2549]
- [9] Wang X L, Zhou P, Ma Y X, Ma H T, Li X, Xu X J, Zhao Y J 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 084203 (in Chinese) [王小林, 周朴, 马闯星, 马浩统, 李霄, 许晓军, 赵伊君 2011 物理学报 **60** 084203]
- [10] Dräbenstedt A 2014 *AIP Conference Proceedings* Ancona, Italy, May 27, 2014 p263
- [11] Iverson T Z, Watson E A 2017 *Laser Radar Technology and Applications XXII* Anaheim, CA, United States, May 5, 2017 p108
- [12] Rzasas J R, Cho K, Davis C C 2015 *Appl. Opt.* **54** 6230
- [13] Ruilier C, Paris O D 2007 *Proc. SPIE* **3350** 319
- [14] Winzer P J, Leeb W R 1998 *Opt. Lett.* **23** 986
- [15] Kong X X, Zhang W X, Cai Q S, Wu Z, Dai Y, Xiang L B 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 190601 (in Chinese) [孔新新, 张文喜, 才啟胜, 伍洲, 戴玉, 相里斌 2020 物理学报 **69** 190601]
- [16] Yan C H, Wang T F, Zhang H Y, Lü T, Wu S S 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 234208 (in Chinese) [晏春回, 王挺峰, 张合勇, 吕韬, 吴世松 2017 物理学报 **66** 234208]
- [17] Liu D M, Sun J Q, Lu P, Sun Q Z, Xia L 2008 *Fiber Optics* (Beijing: Science Press) p103 (in Chinese) [刘德明, 孙军强, 鲁

- 平, 孙琪真, 夏历 2008 光纤光学 (北京: 科学出版社) 第 103 页]
- [18] Zhou B K, Gao Y Z, Chen T R, Chen J H 2009 *Principles of Laser* (Beijing: National Defense Industry Press) p70 (in Chinese) [周炳琨, 高以智, 陈倜嵘, 陈家骅 2009 激光原理 (北京: 国防工业出版社) 第 70 页]
- [19] Ji X L, Lü B D 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2149 (in Chinese) [季小玲, 吕百达 2003 物理学报 **52** 2149]
- [20] Born M, Wolf E (translated by Yang J S) 2019 *Principles of Optics* (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) p343 (in Chinese) [波恩 M, 沃尔夫 E 著 (杨葭荪 译) 2019 光学原理 (北京: 电子工业出版社) 第 343 页]
- [21] Deng H, Zhang R Z 2014 *High Power Laser and Particle Beams* **26** 121009 (in Chinese) [邓慧, 张蓉竹 2014 强激光与粒子束 **26** 121009]
- [22] Fang Z B, Miao B Q 2011 *Random Process* (Beijing: Science Press) p80 (in Chinese) [方兆本, 缪柏其 2011 随机过程 (北京: 科学出版社) 第 80 页]

Influence of transmitting and receiving telescope parameters on measurement resolution of fiber laser doppler vibrometer*

SHEN Yangyi¹⁾²⁾ DAI Yu¹⁾²⁾ KONG Xinxin¹⁾²⁾
ZHAO Sizepeng¹⁾²⁾ ZHANG Wenxi¹⁾²⁾†

1) (Aerospace Information Research Institute, Chinese Academy of Science, Beijing 100094, China)

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

(Received 13 May 2024; revised manuscript received 26 November 2024)

Abstract

In a laser Doppler vibrometer (LDV), the laser Doppler effect is used to real-time acquire target displacement, velocity, and acceleration. Fiber optic laser vibrometers have received widespread attention in recent years due to their strong environmental adaptability and high integration advantages. With the expansion of detection target distance, higher requirements have been put forward for the measurement resolution of laser vibrometers. The LDV system typically employs a transceiver integrated telescope structure for laser emission and target return light reception. The aperture and focal length of the transceiver telescope determine its basic structure, directly affecting the emission and reception efficiency of laser energy. Additionally, the speckle effect generated by the scattering of rough targets affects the coupling of light energy entering the fiber optic for interference, thereby influencing the LDV measurement resolution.

Based on relevant theories such as Gaussian beam waist transmission, rough target generation, Fresnel diffraction integration, and fiber optic coupling, a transceiver integrated fiber optic laser vibrometer optical field transmission model is established. Numerical simulation and analysis of the emission transmission process of ideal Gaussian laser and the coupling process of surface target echo reception are conducted. Based on the assumption of laser vibrometer speckle noise limitation, an evaluation scheme for the instrument's noise baseline under rough target return light conditions is proposed. Numerical simulation experiments are conducted for a typical fiber LDV application scenario with an alignment distance of 1 km, a single-mode fiber mode field radius of 5 μm , and a laser wavelength of 1550 nm. The results indicate that the focal length and aperture of the transceiver telescope determine the distribution of system energy utilization and further affect the instrument's noise baseline. Simulation results show that when the F -number of the transceiver lens reaches 3.3, LDV achieves the highest system energy utilization at this focal length, verifying the correctness of the simulation model. The simulation results can serve as a basis for the design of transceiver lenses for fiber optic laser vibrometers, laser anemometers, and other devices.

Keywords: laser Doppler effect, wave propagation, speckle, fiber coupling

PACS: 42.79.Qx, 42.25.Bs, 42.30.Ms, 42.81.Qb

DOI: 10.7498/aps.74.20240682

CSTR: 32037.14.aps.74.20240682

* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2022YFF0706300).

† Corresponding author. E-mail: zhangwenxi@aoe.ac.cn

收发望远镜参数对光纤激光测振仪测量分辨力的影响

沈杨翊 戴玉 孔新新 赵思泽鹏 张文喜

Influence of transmitting and receiving telescope parameters on measurement resolution of fiber laser doppler vibrometer

SHEN Yangyi DAI Yu KONG Xinxin ZHAO Sizepeng ZHANG Wenxi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 014206 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20240682

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20240682>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于目标反射回光对高功率光纤激光器影响的理论模型和数值研究

Theoretical model and numerical study of effect of target reflected light on high-power fiber laser

物理学报. 2023, 72(10): 104203 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222464>

基于动态散斑照明的宽场荧光显微技术理论研究

Theoretical study of wide-field fluorescence microscopy based on dynamic speckle illumination

物理学报. 2021, 70(23): 238701 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211022>

散斑场的随机波数及其参量非线性效应

Random wavenumber and nonlinear parametric effect of speckle field

物理学报. 2024, 73(2): 024204 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231235>

量子点单光子源的光纤耦合

Optical fiber coupling of quantum dot single photon sources

物理学报. 2021, 70(8): 087801 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201605>

基于多光束混合外差干涉的相位增强技术研究

Multi beam hybrid heterodyne interferometry based phase enhancement technology

物理学报. 2020, 69(19): 190601 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200281>

深海原位激光多普勒测速系统

Deep-sea *in-situ* laser Doppler velocity measurement system

物理学报. 2021, 70(21): 214205 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210367>