

基于相干调制成像的光学检测技术*

葛银娟¹⁾²⁾³⁾ 潘兴臣^{1)2)†} 刘诚¹⁾²⁾ 朱健强^{1)2)‡}

1) (中国科学院高功率激光物理重点实验室, 中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

2) (中国科学院 中国工程物理研究院高功率激光物理联合实验室, 上海 201800)

3) (上海科技大学物质科学与技术学院, 上海 201210)

(2020年2月15日收到; 2020年4月24日收到修改稿)

作为相干衍射成像技术的一种, 相干调制成像 (coherent modulation imaging, CMI) 是一种无透镜相位成像技术, 不同于多光斑相位恢复技术, 通过引入已知的强波前调制, CMI 可以实现单次曝光下对入射波前的快速重建, 同时结构简单不需要参考光. 除了能够用于相位成像、解决脉冲光束的在线测量问题外, 本文将用于精密光学元件 (峰谷值 (peak value, PV) $\leq 0.5\lambda$, $\lambda = 632.8$ nm) 的面型检测. 为验证其测量能力, 对 10 片口径 80 mm、PV 值介于 0.1λ 和 0.5λ 之间的石英窗口进行了重复测量, 相比于商业干涉仪的测量结果, CMI 算法测量结果的峰谷比值的标准偏差是 0.0305λ ($\lambda = 632.8$ nm), 均方根 (root-mean-square, RMS) 的标准偏差为 0.0052λ , 对于 PV 和 RMS 的测量精度可达到 0.1λ 和 0.01λ , 为研究其极限性能, 同时对 $PV = \lambda/20$ 的平行平晶进行了对比测量, 分析了其噪声来源, 考虑到 CMI 测量算法仍有很大的改进空间, 其有望成为一种区别于干涉测量的新型高精度光学元件检测技术.

关键词: 相位恢复, 迭代引擎, 光学计量, 相干衍射成像

PACS: 42.25.Fx, 42.30.-d, 42.30.Rx, 42.40.My

DOI: 10.7498/aps.69.20200224

1 引言

相干衍射成像 (coherent diffractive imaging, CDI)^[1] 理论上可以利用一幅衍射光斑通过迭代计算重建出波前分布, 且分辨率理论上仅受限于衍射极限, 由于对透镜质量要求不高, 因此在高质量透镜难以加工的 X 射线^[2-4] 和电子^[5,6] 成像领域中, CDI 是一种非常重要的成像技术, 但由于传统 CDI 成像技术常面临收敛慢的问题, 收敛条件较为苛刻, 因此限制了其应用范围, 这也是 CDI 算法所面临的关键问题, 通过引入额外的衍射光斑来增加数据冗余性, ptychography 算法^[7-9] 可以保证极高的收敛能力, 并且可以同时重建得到物体和照明

光分布, 极大拓宽了 CDI 技术的应用范围, 但收敛性提升的同时, 也伴随着的更多的数据记录时间、更多的迭代数据量和更长的重建时间, 这在脉冲光束测量和动态变化物体成像过程中极为不利^[10,11]. 但通过引入一块分布已知的波前调制器, 相干调制成像 (coherent diffractive imaging, CMI)^[12,13] 却可以实现单次曝光下对复杂波前的快速重建, 数据计算量大为降低的同时, 迭代时间要远短于 ptychography 算法, 同时适用于脉冲光束测量^[14,15], 因此能够和 ptychography 技术进行有效互补, 该方法的有效性也已在可见光相位成像^[16]、X 射线衍射成像^[13] 和高功率激光装置中的波前在线诊断^[15,17] 中得到验证.

CMI 作为 CDI 算法的一种, 其理论分辨率为

* 国家自然科学基金 (批准号: 61827816, 11875308, 61675215)、中国科学院科研仪器设备研制项目 (批准号: YJKYYQ20180024) 和上海市“科技创新行动计划” (批准号: 19142202600) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xchpan@siom.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: jqzhu@siom.ac.cn

衍射极限, 且具有较强的波前反演能力, 因此理论上能够用于光学元件的精密检测, 不同于干涉测量技术, CMI 不需要参考光, 其结构更加简单紧凑, 能够适应于在线测量, 因此具备优越的应用前景, 有望成为一种新型的光学计量新技术, 目前 CMI 在光学计量中的有效性也已经在尺寸连续相位板 (continuous phase plate, CPP)^[18] 的测量中得到了证实^[19], 它能够解决大相位梯度干涉仪无法完整测量的问题, 但对其测量精度和重复精度并没有开展相关研究, 针对该问题^[20], 本文将通过与商业化 Zygo 干涉仪进行对比测量, 研究 CMI 用于光学元件检测的测量精度、重复精度和实用性.

2 基本原理

利用 CMI 实现光学元件检测的基本光路如图 1(a) 所示, 相干光源经过准直后通过会聚透镜会聚, 经过位于焦点附近的相位板调制后, 其衍射光斑由电荷耦合器件传感器 (charge-coupled device sensor, CCD) 记录, 为消除会聚透镜和准直光本身像差带来的影响, 待测元件紧贴会聚透镜位于准直光一侧, 当存在和不存在待测元件时, 假定会聚透镜的出射光波前分布分别为 φ_P 和 φ_n , 则两者相位差 $\delta = \text{angle}\{\varphi_P/\varphi_n\}$ 即为待测元件本身带

来的相位变化, 其中 $\text{angle}\{\}$ 表示取相位.

图 1(b) 为实验装置照片, 其中相位板和 CCD 是 CMI 测量方法的核心, 且相位板的复振幅透过率函数相对于 CCD 靶面而言需要精确已知, 为了确保 CMI 核心稳定性和便携性, 相位板先通过定制套筒安装在 CCD 上后, 再利用 ePIE (extended ptychographic iterative engine)^[9] 算法对相位板分布进行标定, 而所采用的相位板为二元随机相位板, 其分布类似于网格划分的棋盘, 由相同尺寸的基元结构组成, 每个网格单元的相位延迟相对于光源而言随机为 0 或 π . 图 1(c) 和图 1(d) 为经过标定后的相位板振幅和相位分布, 理论上相位板作为相位型调制器, 其振幅为常数, 但由于采用的相位板通过刻蚀深度不同来实现相位延迟, 边界衍射明显导致信息丢失, 因此利用 ePIE 标定的振幅分布能够看出明显的结构分布, 但由于标定和 CMI 测量采用的是相同的探测器和光路参数, 高频信息的丢失带来的误差在一定程度上相互抵消, 并不会显著影响测量结果.

实验中采用的相位板是针对波长 632.8 nm 专门设计的, 其基元尺寸为 $11 \mu\text{m} \times 11 \mu\text{m}$. 准直光束是由氦氖激光器 (Thorlabs, HRS015B) 和准直系统产生, 准直光口径要大于后面的会聚透镜, 而会聚透镜的直径和焦距分别为 100 mm 和 1 m. 本实验中用的 CCD (AVT Prosilica GX6600) 的像

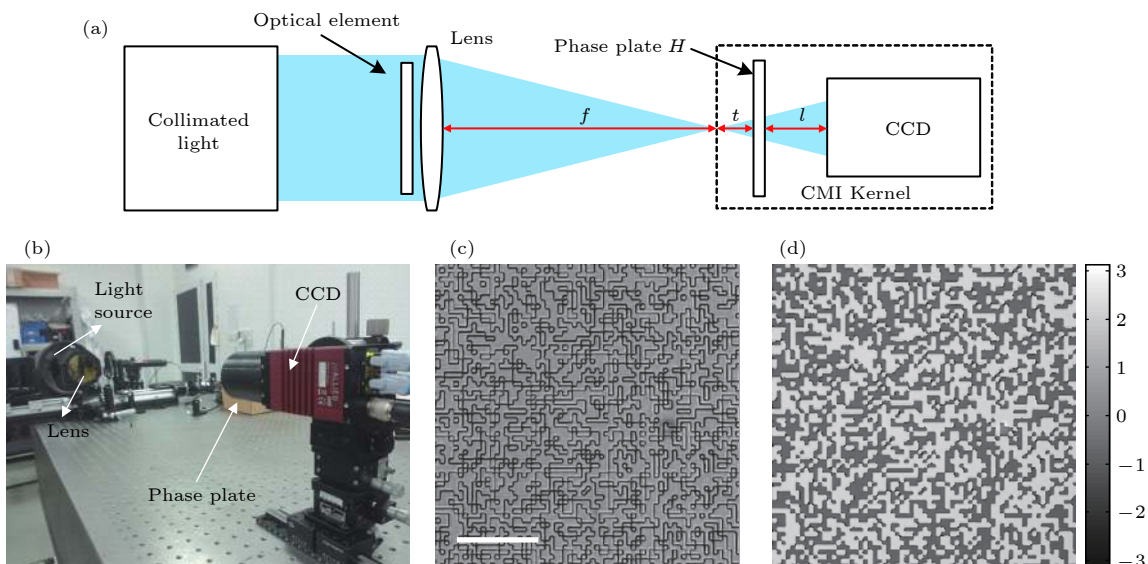


图 1 (a) CMI 测量光学元件的基本光路; (b) 实验装置照片; (c), (d) 由 ePIE 算法标定的随机相位板振幅和相位分布, (c) 中标尺长度为 0.198 mm

Fig. 1. (a) Basic scheme for the measurement of optical components using CMI; (b) photo of the experimental setup; (c) amplitude and (d) phase of the center part of the random phase plate reconstructed by ePIE. The scale bar of (c) is 0.198 mm.

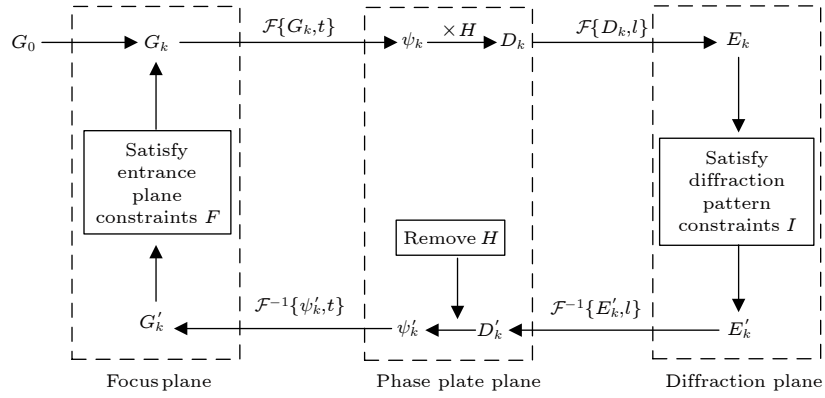


图 2 迭代过程流程图

Fig. 2. Flowchart of iterative process.

素尺寸是 $5.5 \mu\text{m}$, 分辨率为 6576×4384 像素. 相位板和透镜之间的距离为 $t = 17.04 \text{ mm}$, CCD 和相位板之间的距离 $l = 40.9 \text{ mm}$. 如图 1(a) 所示待测的光学元件放置于光路中后, CCD 记录的衍射光斑为 I_p , 没有放光学元件时的衍射光斑为 I_n . 利用 CMI 算法, 可以从这两幅衍射光斑中分别恢复出透镜的出射波 φ_p 和 φ_n , 其中 φ_n 作为基准波前. φ_p 和 φ_n 之间的相位差即是光学元件的相位图, 对于任意的衍射光斑 I , 其迭代过程如图 2 所示.

迭代过程包含三个平面, 焦平面、相位板平面和衍射光平面, 平面之间通过标量衍射理论进行计算, 首先对焦平面波前分布进行随机猜测得到 G_0 , 第 k 个迭代过程的描述如下.

1) 将焦平面的波前分布正向传播距离 t 得到 $\psi_k = \mathfrak{S}\{G_k, t\}$, 其中 $\mathfrak{S}\{G_k, t\}$ 表示将 G_k 正方向传播距离 t 的过程, ψ_k 即为入射到相位板 H 的波前的分布.

2) 计算相位板出射光传播距离 l 后的衍射光分布 $E_k = \mathfrak{S}\{D_k, l\}$, 其中 $D_k = \psi_k \times H$, 为相位板出射光, 此处不考虑相位板厚度, 同时强制 E_k 满足强度限制条件, 即 $E'_k = |E_k| e^{j\phi_k}$, 其中 $|E_k| = \sqrt{I}$, ϕ_k 为 E_k 的相位, 即相位不变, 振幅替换为实际记录的光斑.

3) 将更新后的 E'_k 逆传播到相位板面, 并按照如下公式获得更新后的相位板照明光:

$$\psi'_k = \psi_k + \frac{|H|}{|H|_{\max}} \frac{H^*}{|H|^2 + \alpha} (D'_k - D_k), \quad (1)$$

其中 $D' = \mathfrak{S}^{-1}\{E', l\}$, α 是自定义常数, $\mathfrak{S}^{-1}\{\}$ 表示逆向传播过程.

4) 将 ψ'_k 逆向传播回焦平面, 并在焦平面处应

用如下的限制条件:

$$G_{k+1} = G'_k \cdot F_k + \beta(G'_k - G_k)(1 - F_k), \quad (2)$$

其中 β 是自定义常数, $G'_k = \mathfrak{S}^{-1}\{\psi'_k, t\}$; F_k 表示空间约束条件, 即

$$F_k = \begin{cases} 1, & (x, y) \in \eta, \\ 0, & (x, y) \notin \eta, \end{cases}$$

η 表示焦点集中区域. 区域 η 的直径随着迭代次数 k 的增加而增大, 同时更新后的 G_{k+1} 将作为下一次迭代的初始猜测.

5) 重复步骤 1)–4), 直到 $|E_k|^2$ 和 I 之间误差足够小.

利用上述迭代算法, 可以分别重建得到 I_p 和 I_n 对应的相位板照明光分布, 将其逆向传播到会聚透镜面, 即得到 φ_p 和 φ_n , 通过计算两者相位差可实现对光学元件透射相位分布的测量, 由于两次迭代计算采用的相位板分布相同, 因此迭代算法引入的随机相位常数和相位倾斜因子并不会影响测量结果.

3 实验验证

3.1 石英窗口

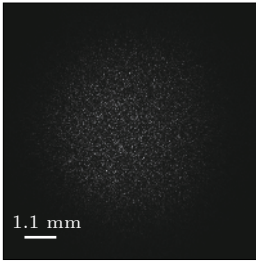
为了验证 CMI 应用于光学元件测量的可靠性, 定制了 10 片口径为 80 mm , 相位峰谷值 PV 从 0.1λ 到 0.45λ ($\lambda = 632.8 \text{ nm}$) 的石英窗口, 其中两片如图 3(a) 所示, 当存在待测窗口时, 其中一幅 8 bit 衍射光斑如图 3(b) 所示, 利用上述迭代算法计算得到的窗口对应相位分布图如图 3(c) 所示, 其中黑色虚线直径为 79.1 mm , 略小于窗口口径, 通过计算可得到该区域内的 PV 值和均方根 RMS 值, 并作为最终测量结果, 同时每个石英窗口

随机旋转一定角度后重复测量了 10 次, 每次重建时初始猜测为不同的随机数. 用于迭代的矩阵像素数是 3072×3072 , 为提升计算速度, 采用一块 NVIDIA Tesla 计算卡进行加速计算, 单次迭代约 0.2 s, 共迭代 500 次.

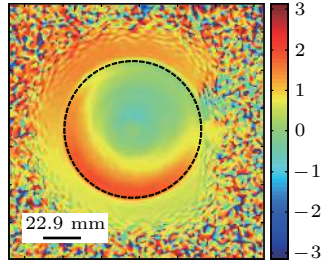
$$S_M = \sqrt{\sum_{i=1}^n \frac{M_i - \bar{M}}{n-1}}, n = 10. \quad (3)$$



(a)



(b)



(c)

图 3 (a) 作为被测物的石英窗口; (b) CCD 记录的衍射光斑; (c) 通过相位相减得到的石英窗口相位图, 其中由黑色虚线标记的区域的直径为 79.1 mm

Fig. 3. (a) Photo of the plate glasses used in experiments; (b) diffraction pattern recorded by CCD; (c) phase map of plate glass obtained directly by phase subtraction. The section marked by the black dashed circle with a diameter of 79.1 mm is used for the analysis of PV and RMS. The constant phase slope is not removed for these calculations.

除此之外, 每片石英窗口同样采用 Zygo 干涉仪 (ZYGO GPI 300 nm) 进行对比测量, 考虑到该台商用的干涉仪已经过溯源, 其测量结果可作为参考标准. 为了计算 CMI 测量方法测量结果的重复性, 按照 (3) 式分别计算 10 次测量结果的标准方差 S_M , 其中 M 是应用 CMI 计算得到的 PV 或 RMS 值, 下角标 i 表示 CMI 第 i 次测量结果. \bar{M} 是相同的石英窗口测量 10 次的平均值. 实验中测量的 10 个不同石英窗口的结果如表 1 所示. 由 CMI 计算得到的 PV 和 RMS 的平均值, 分别由 $\overline{PV}_{\text{CMI}}$ 和 $\overline{RMS}_{\text{CMI}}$ 表示, 分别在表格的第 2 列和第 5 列. 而由 Zygo 干涉仪测量的相关 PV 和 RMS 值分别在表格第 4 列和第 7 列中给出, 同时根据表 1 记录的数据, 在图 4(a) 和图 4(b) 中绘制了 10 片石英窗口 PV 和 RMS 的最小二乘线性回归曲线, 其中横坐标为 CMI 测量结果, 纵坐标为 Zygo 干涉仪测量结果, 图 5 列出了 10 片石英窗口对应的 CMI (其中一次测量结果) 和 Zygo 干涉仪测量结果.

通过表 1 可知, 利用 CMI 算法测量 PV 的均方差在 $10^{-3}\lambda$ 量级, RMS 的均方差在 $10^{-4}\lambda$ 量级, 都远小于 \overline{PV} 和 \overline{RMS} , 均方差和平均值基本相差两个数量级, 因此具有较高的重复精度, 通过图 4 的回归曲线可知, 若以 Zygo 干涉仪测量结果为基准, CMI 算法测量的 PV 均方根误差 (Root-MSE) 是 0.0305λ ($0.019 \mu\text{m}$), RMS 的均方根误差 (Root-MSE) 是 0.0052λ ($0.0033 \mu\text{m}$), 因此 PV 和 RMS 对应的测量精度可以优于 0.1λ 和 0.01λ , 除此之外, 根据图 5 所示的空间相位分布对比可知, CMI 和 Zygo 干涉仪的测量结果在空间上也能够得到很好对应, 两者在角度上的差异主要是由测量时石英窗口放置的角度不同所导致, 总的来说, 相

表 1 CMI 和干涉仪的测量结果 (λ)
Table 1. CMI and interferometer results (λ).

No.	$\overline{PV}_{\text{CMI}}$	S_{pv}	PV_{Zygo}	$\overline{RMS}_{\text{CMI}}$	S_{RMS}	RMS_{Zygo}
1	0.178	2.40×10^{-3}	0.148	0.054	6.40×10^{-4}	0.042
2	0.118	1.20×10^{-3}	0.169	0.028	4.60×10^{-4}	0.021
3	0.180	2.40×10^{-3}	0.179	0.038	4.80×10^{-4}	0.030
4	0.159	6.90×10^{-4}	0.206	0.023	2.20×10^{-4}	0.025
5	0.260	1.50×10^{-3}	0.221	0.075	3.00×10^{-4}	0.068
6	0.254	2.30×10^{-3}	0.243	0.074	5.90×10^{-4}	0.072
7	0.278	3.30×10^{-3}	0.252	0.071	7.60×10^{-4}	0.061
8	0.331	2.10×10^{-3}	0.358	0.099	5.50×10^{-4}	0.099
9	0.433	2.60×10^{-3}	0.400	0.114	8.10×10^{-4}	0.102
10	0.475	2.10×10^{-3}	0.445	0.138	3.90×10^{-4}	0.124

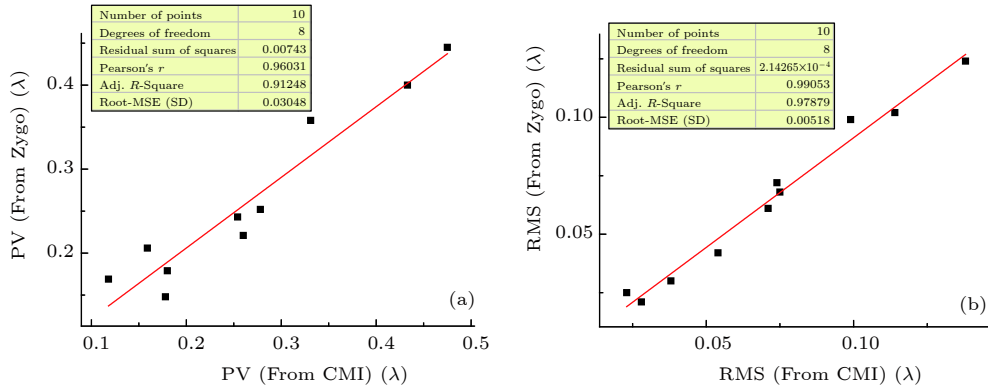


图 4 CMI 和 Zygo 干涉仪的测量结果下, PV (a) 和 RMS (b) 的最小二乘线性回归曲线

Fig. 4. Least-squares linear regressions of PV (a) and RMS (b) comparing the measurements from the CMI and Zygo interferometer.

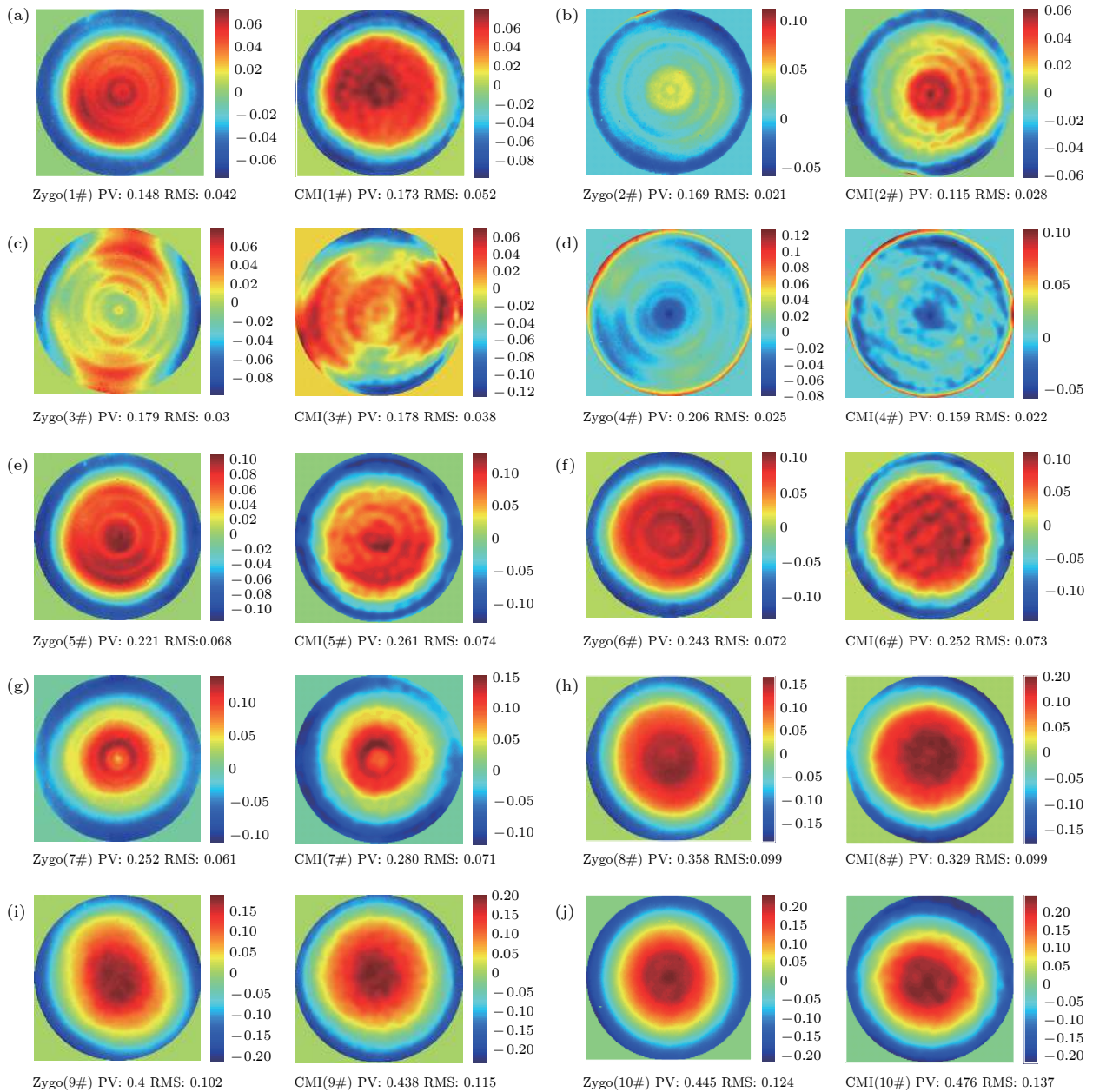


图 5 分别由 CMI 和干涉仪测量的 10 个不同石英窗口的相位图

Fig. 5. Phase maps of ten different plate glasses measured by CMI and interferometer.

对于商业干涉仪, CMI 算法测量元件透射率的精度和可靠性都能够得到很好的验证.

此外, 根据图 4 可知, 相比于 PV 测量, RMS 的线性拟合度更高一些, 考虑到 PV 值是峰谷值的差值, 更容易受误差影响, 而 RMS 是一个统计值, 因此具有更高的抗噪能力, CMI 算法本身误差、CCD 记录光斑噪声、相位板标定精度、光路参数误差和相位计算选区等, 都会影响相位测量精度, 而焦平面空间约束条件的引入起到空间滤波的作用, 当约束半径过大时, 随机噪声会显著增强, 当约束半径过小时, 有效的高频信息被滤除, 测量结果更匀滑, 但精细结构丢失, 不过对于多数光学元件而言, 其相位分布通常是缓变分布, 相对较小的空间约束半径是合适的, 对于包含高频结构信息的原件而言, 需要通过选择合适的约束半径在精度和噪声之间进行有效平衡. 除此之外, 上述实验中 CMI 算法测量的结果没有进行任何额外的去噪处理, 这也是相对于 Zygo 干涉仪测量误差更加明显的原因之一.

3.2 光学平面测量

为了测试 CMI 用于光学检测的极限测量能力, 分别使用 CMI 和 Zygo 干涉仪测量了同一片

直径为 50 mm 且 $PV = \lambda / 20$ ($\lambda = 632.8$ nm) 的平行平晶, 其照片如图 6(a) 所示. 图 6(b) 和图 6(c) 是分别由干涉仪和 CMI 测量的相位图. 由干涉仪测量的 PV 和 RMS 值分别为 0.04λ 和 0.005λ , 而由 CMI 测量的 PV 和 RMS 值分别为 0.054λ 和 0.009λ , 对于本次实验光路而言, $PV = 1/18.5\lambda$ 显然已接近 CMI 算法的测量极限, CMI 算法测量结果在空间分布上只能对应基本趋势, 虽然 PV 和 RMS 误差只有 0.01λ 和 0.004λ , 但两者的相对误差变得明显, 可以估计当前 CMI 测量光路的噪声水平在 $\lambda/20$ 左右, 当测量更好面型的元件时, 测量结果可靠性将会降低, 但考虑到本次实验中 CMI 测量方案基本没有经过整体优化, 因此其测量能力仍有很大的改进空间, 一方面二元相位板标定精度和探测器有效数值孔径需要进一步提升, 另外一方面, 降低噪声水平也是提高相位测量精度和极限测量能力的关键, 除了采用低背景噪声 CCD 外 (本次实验中采用 8 bit 工业 CCD, 光斑强度整体减 3, 小于 0 的值强制为 0), 还可以将焦平面约束条件进行替换, 使用具备非滤波特性的空间约束条件来提升收敛性, 同时采用短焦距会聚透镜, 缩短待测元件到 CCD 靶面之间的衍射距离, 也可以有效提升测量精度.

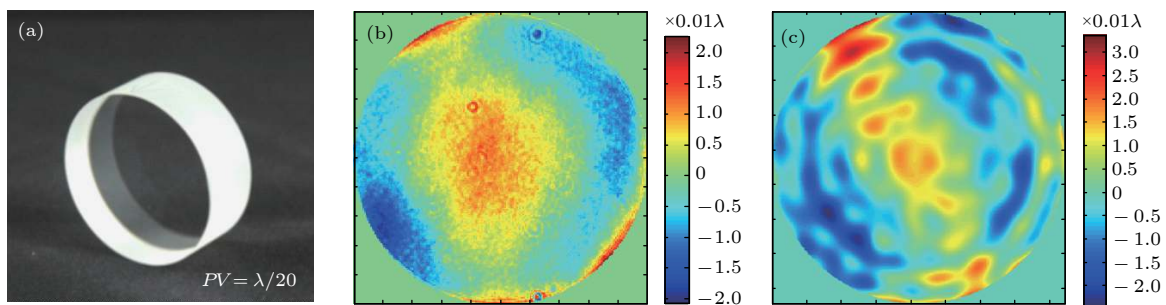


图 6 (a) $PV = \lambda/20$ 的平行平晶照片; (b) 光学平面的相位图, 由 Zygo 干涉仪测得; (c) 光学平面得相位图, 由 CMI 测得, $\lambda = 632.8$ nm

Fig. 6. (a) Photograph of an optical flat with $PV = \lambda/20$; phase maps of the optical flat, measured by the Zygo interferometer (b) and (c) by CMI. $\lambda = 632.8$ nm.

4 结 论

相对于干涉测量, 基于迭代计算的单次曝光 CMI 算法结构更加简单, 不需要参考光, 是一种新型的光学元件测量技术, 通过和 Zygo 干涉仪的实验对比测量可知, 对于 80 mm 口径的光学元件 CMI 算法测量的 PV 标准差是 0.0305λ ($0.019 \mu\text{m}$),

RMS 标准差是 0.0052λ ($0.0033 \mu\text{m}$), PV 和 RMS 测量精度可以优于 0.1λ 和 0.01λ , 并且其噪声水平在 $1/20\lambda$ 量级, $\lambda = 632.8$ nm, 因此在不考虑 Zygo 干涉仪本身测量误差且在 CMI 光路没有进行优化的情况下, 基本可以满足大部分测量需求. 除此之外, 由于采用相位相减的方式, 对会聚透镜和准直光束的要求有所降低, 理论上 CMI 可以很容易拓

展到大口径 (如大于 300 mm) 和反射式光学元件检测中, 因此具有非常好的发展潜力.

参考文献

- [1] Rodenburg J M 2008 *Adv. Imaging Electron Phys.* **150** 87
- [2] Rodenburg J M, Hurst A C, Cullis A G, Dobson B R, Pfeiffer F, Bunk O, David C, Jefimovs K, Johnson I 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 034801
- [3] Shahmoradian S, Tsai E, Diaz A, Guizar-Sicairos M, Raabe J, Spycher L, Britschgi M, Ruf A, Stahlberg H, Holler M 2017 *Sci. Rep.* **7** 1
- [4] Hoppe R, Reinhardt J, Hofmann G, Patommel J, Grunwaldt J D, Damsgaard C D, Wellenreuther G, Falkenberg G, Schroer C G 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 203104
- [5] Htte F, Rodenburg J M, Maiden A M, Sweeney F, Midgley P A 2010 *Phys. Rev. B.* **82** 121415
- [6] Shemilt L, Verbanis E, Schwenke J, Estandarte Ana K, Xiong G, Harder R, Parmar N, Yusuf M, Zhang F, Robinson Ian K 2015 *Biophys. J.* **108** 706
- [7] Faulkner H M L, Rodenburg J M 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 023903
- [8] Pennycook T J, Martinez G T, Nellist P D, Meyer J C 2019 *Ultramicroscopy.* **196** 131
- [9] Kahnt M, Becher J, Brückner D, Fam Y, Sheppard T, Weissenberger T, Wittwer F, Grunwaldt J D, Schwieger W, Schroer C G 2019 *Optica* **6** 1282
- [10] Clark J N, Huang X, Harder R J, Robinson I K 2014 *Opt. Lett.* **39** 6066
- [11] Odstrčil M, Holler M, Guizar-Sicairos M 2018 *Opt. Express* **26** 12585
- [12] Zhang F, Rodenburg J M 2010 *Phys. Rev. B* **82** 121104
- [13] Zhang F, Chen B, Morrison G R, Vila-Comamala J, Guizar-Sicairos M, Robinson I K 2016 *Nat. Commun.* **7** 13367
- [14] Dong X, Pan X, Liu C, Zhu J 2019 *High Power. Laser. Sci.* **7** e48
- [15] Pan X, Veetil S, Liu C, Tao H, Jiang Y, Lin Q, Li X, Zhu J 2016 *Laser Phys. Lett.* **13** 055001
- [16] Dong X, Pan X, Liu C, Zhu J 2018 *Opt. Lett.* **43** 1762
- [17] He X, Tao H, Pan X, Liu C, Zhu J 2018 *Opt. Express* **26** 6239
- [18] Haynam C, Wegner P, Auerbach J, Bowers M, Dixit S, Erbert G, Heestand G, Henesian M, Hermann M, Jancaitis K 2007 *Appl. Opt.* **46** 3276
- [19] Tao H, Veetil S P, Cheng J, Pan X, Wang H, Liu C, Zhu J 2015 *Appl. Opt.* **54** 1776
- [20] Chai L Q, Yu Y J, Shi Q K, Xu Q, Wen S L, Hou J 2010 *Chin. J. Las.* **37** 809 (in Chinese) [柴立群, 于瀛洁, 石琦凯, 许乔, 温圣林, 侯晶 2010 *中国激光* **37** 809]

Technique of detecting optical components based on coherent modulation imaging*

Ge Yin-Juan¹⁾²⁾³⁾ Pan Xing-Chen^{1)2)†} Liu Cheng¹⁾²⁾ Zhu Jian-Qiang^{1)2)‡}

1) (*Key Laboratory of High Power Laser and Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,*

Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

2) (*National Laboratory on High Power Laser and Physics, Chinese Academy of Sciences and China Academy of Engineering Physics,*

Shanghai 201800, China)

3) (*School of Physical Science and Technology, ShanghaiTech University, Shanghai 201210, China*)

(Received 15 February 2020; revised manuscript received 24 April 2020)

Abstract

As one of the coherent diffractive imaging (CDI) techniques, coherent modulation imaging (CMI) is a lensless phase imaging technology with diffraction limited resolution in theory. Unlike multiple measurement phase retrieval algorithms, the CMI can achieve fast convergence speed with single-shot measurement by introducing a pre-characterized random phase modulator. Besides, it has simple structure without reference wave based on iterative engine. Despite the fact that the matured phase imaging can be used to implement the on-line wave diagnostics of laser pulse, in this work we accurately measure the face-type of optical component with peak-to-valley value below 0.5λ ($\lambda = 632.8$ nm) by using the CMI for the first time. In order to verify its measurement capability, 10 quartz windows with a diameter of 80 mm and PV value between 0.1λ and 0.5λ are repeatedly measured. Compared with the results of commercial interferometer, the root mean square error (Root MSE) of the peak-to-valley (PV) ratio of the results of the CMI is 0.0305λ , and the Root MSE of the root mean square (RMS) is 0.00522λ . The measurement accuracy of PV ratio and RMS can reach 0.1λ and 0.01λ respectively. In addition, the parallel flat with PV ratio = $\lambda/20$ is measured and analyzed with CMI, and its noise level is also analyzed. Considering that the potential improvement of CMI is available in the future, the CMI is expected to become a new technique for optical metrology with high precision, which is different from interferometry.

Keywords: phase retrieval, iterative engine, optical metrology, coherent diffractive imaging

PACS: 42.25.Fx, 42.30.-d, 42.30.Rx, 42.40.My

DOI: 10.7498/aps.69.20200224

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grants Nos. 61827816, 11875308, 61675215), the Scientific Instrument Developing Project of Chinese Academy of Sciences (Grant No. YJKYYQ20180024), and the Shanghai Science and Technology Innovation Action Plan Project, China (Grant No. 19142202600).

† Corresponding author. E-mail: xchpan@siom.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: jqzhu@siom.ac.cn