利用适当的反馈抑制马赫-曾德尔干涉仪中的激光束偏振和强度波动

Xiaokai Hou，[1] Shuo Liu，[1, a)] Xin Wang，[1] Feifei Lu，[1] Jun He，[1, 2] 和 Junmin Wang[1, 2, b)]1)山西大学量子光学与量子光学器件国家重点实验室、光电子研究所，中国山西省太原市 *030006*2)极端光学协同创新中心，山西大学，中国山西省太原市 *030006*

（日期：2023年1月23日）

较长的基态-里德堡态相干寿命对于实现高保真量子逻辑门、多体物理及其他量子信息协议具有重要意义。然而，常规远失谐红失谐光偶极阱形成的势阱虽然对基态冷原子具有吸引作用，却通常会排斥里德堡原子，导致原子快速损失，并降低实验序列的重复频率。此外，冷原子的残余热运动会使相干时间大幅缩短。采用一维魔术晶格阱可解决这些问题；在输出功率受限时，它能形成比行波光偶极阱更深的势阱。通常，这些原子囚禁技术对激光的偏振和强度稳定性也有一定要求。在此，我们展示了一种仅通过管理马赫-曾德尔干涉仪的相位，就能同时抑制一维魔术晶格阱中的偏振漂移和功率波动的方法。我们结合三片波片与干涉仪，利用该装置采集时域数据，分析激光强度波动，并计算噪声功率谱密度。我们发现，由激光功率波动和偏振漂移构成的总强度波动得到了显著抑制；闭环锁定后，在典型的 1–3000 Hz 带宽内，噪声功率谱密度显著低于激光系统自由运行时的水平。以 1000 Hz 为例，锁定后的噪声功率谱密度比主振荡功率放大器（MOPA）系统自由运行时低约 10 dB。这种强度-偏振控制技术有望应用于对偏振和强度固定有要求的原子囚禁方案

arXiv:2301.08417v1 [physics.optics] 20 Jan 2023

I. 引言

在各种原子操控实验中，例如单光子源[1−5]、基于里德堡态的量子动力学 [6−10] 以及基于原子的电场探测 [11−13]，通常会使用强约束光学偶极阱（ODT）来囚禁原子。在这些应用中，通常使用偏振固定且稳定性相对较高的高功率激光来囚禁原子。激光功率稳定的常见实验装置采用主动反馈回路，并使用声光调制器（AOM） [14−17] 或电光调制器（EOM） [18] 作为执行器。2020年，Ni等人将AOM和EOM结合起来，将激光强度噪声稳定的带宽拓宽至1 MHz[19]。目前，基于AOM的反馈回路存在一些缺点。例如，AOM的布拉格衍射会严重影响一级衍射光的光斑质量，而且系统的功率利用率受AOM衍射效率的限制。带有输入输出尾纤的常见电光强度调制器（EOIM）效率较高，但不适用于高功率应用。此外，上述方案能够显著抑制激光束的功率波动，但仍无法有效减少偏振漂移。本文展示了一种基于马赫-曾德尔干涉仪（MZI）的实验方案，可主动抑制激光束的功率和偏振波动。通过适当调节两条光路之间的相位差，MZI的输出光占激光总功率的大部分，同时其时域强度波动相较于自由运行状态降低了数十倍，频域中1–3000 Hz范围内的噪声功率谱密度（NPSD）也有所降低。这样的稳定系统无疑能够满足各种应用需求，例如对冷原子寿命有较高要求的实验。

II. 理论背景

1. 铯$6S_{1/2}$ 基态和$84P_{3/2}$ 里德堡态的魔术光学偶极阱

近期，有人提出了一种新的实验方案，将干涉仪用作反馈回路的执行器[20]。考虑到光偶极阱对光强的要求，马赫-曾德尔干涉仪能够满足光偶极阱的功率要求，同时不影响输出光的光斑质量，因此，Yelin 等人 [21] 和 Isenhower 等人 [22] 报告的蓝失谐光学阱构建实验装置都采用了马赫-曾德尔干涉仪。输出激光器的强度主要取决于马赫-曾德尔干涉仪两臂之间的相位差，因此在一些实验中可将其用作功率稳定器 [23]。由于

a)现地址：山东大学教育部激光与红外系统重点实验室，中国山东省青岛市 266000。b)通讯作者。电子邮箱：wwjjmm@sxu.edu.cn 开放研究者与贡献者身份标识符：0000-0001- 8055-000X

马赫-曾德尔干涉仪输出分束的特殊性，干涉仪与偏振器相结合，可实现偏振固定、高比例输出和高强度稳定性。这显然对光学陷阱实验很有用。光偶极阱U 的势能可表示为：

$$U = -\frac{\alpha}{2\varepsilon_0 c}\frac{2P}{\pi\omega_0^2} \quad (1)$$

其中， α 是目标态的诱导极化率， ε_0是真空介电常数，c是光速，P 是激光的强度， ω_0 是激光经透镜聚焦后焦点处光斑的半径。如式（1）所示，如果1879 nm 激光的功率发生波动，所得阱深也会随之改变。因此，受困原子的寿命将受到加热机制[5,17,24]的严重影响。

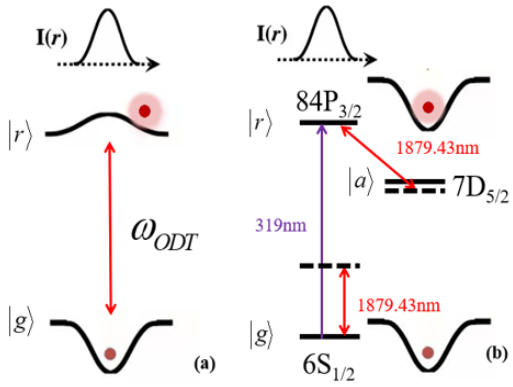

图 1. 光偶极阱和魔术光偶极阱引起的光移示意图。经过强聚焦的激光强度仍呈高斯分布，越接近光束中心，激光强度越强。由此产生的阱深或光移具有空间依赖性。（a）对于基态，光偶极阱具有吸引性；但对于高激发里德堡态，通常具有排斥性，因为与里德堡态及低能级态相连的几乎所有强偶极跃迁，其波长都长于光偶极阱激光的波长。（b）通过319 nm紫外激光耦合铯 $|g\rangle$=$|6S_{1/2}\rangle$态到 $|r\rangle$=$|84P_{3/2}\rangle$ 态的直接单光子激发方案。1879.43 nm 激光还调谐至 $|r\rangle \longleftrightarrow |a\rangle$=$|7D_{5/2}\rangle$ 辅助跃迁的蓝失谐侧，以使 $|g\rangle$态和 $|r\rangle$态的俘获势深度相等，这种光偶极阱被称为魔术光偶极阱（MODT）。

在大多数涉及将基态原子囚禁于光偶极阱中并进行里德堡激发的冷原子实验中，通常会将冷原子样品制备在光偶极阱中，使其长时间保持在固定位置。传统远失谐红失谐光学偶极阱形成的势对基态原子具有吸引力，但通常会排斥高激发态里德堡原子，因此里德堡原子通常无法被囚禁在传统光偶极阱中（图 1(a)）。因此，在后续实验中，我们将面临以下两个问题：（1）如果在里德堡激发和相干操控期间关闭光偶极阱，原子的热扩散会导致原子退相干，同时实验序列的重复频率极低；（2）如果光偶极阱保持运行，则可能导致原子的里德堡激发效率较低，因为激发激光所对应的跃迁频率随空间位置而变化。解决方案是寻找一种光偶极阱，使基态原子和所需的高激发态里德堡原子感受到相同的势；也就是说，光偶极阱产生的势对基态原子和所需的高激发态里德堡原子均为势阱，并对这两种状态的原子都具有吸引力。这样便可解决上述问题（1）和（2）。图 1(b) 展示了由 319 nm 紫外激光耦合的铯 $|g\rangle$=$|6S_{1/2}\rangle$ 到 $|r\rangle$=$|84P_{3/2}\rangle$ 的直接单光子激发方案。另将一束 1879.43 nm 激光调至 $|r\rangle \longleftrightarrow |a\rangle$=$|7D_{5/2}\rangle$ 辅助跃迁的蓝失谐侧，以使 $|g\rangle$ 态和 $|r\rangle$ 态的俘获势深度相等。此处不再详述具体计算过程，详情请参阅参考文献 [25,26]。

2. 马赫-曾德尔干涉仪的理论分析

显然，魔术光偶极阱无法满足后续实验对极长相干时间的需求。被囚禁在魔术光偶极阱中的冷原子仍存在残余热运动，这会引发剧烈碰撞，使原子升温并从阱中逃逸。我们将进一步构建一维魔术晶格阱（一维磁光阱），结合晶格与魔术条件的优势，从而延长冷原子基态—里德堡态的相干时间。当然，一维磁光阱也需要抑制其功率波动。由于一维磁光阱所用激光器的功率会在时域内波动，这将直接缩短冷原子的相干寿命。因此，我们使用马赫-曾德尔干涉仪来抑制功率波动。

如图 2 (a) 所示，I_{out1} 和I_{out2} 分别是干涉仪两个输出光路的强度；R_1, T_1, R_2, T_2 分别是输入和输出分束器的反射率与透射率。干涉仪的两个输出通道可表示为式 (2) 和 (3)：

$$I_{out1} = R_1^2R_2^2 + T_1^2T_2^2 + 2R_1R_2T_1T_2cos(\frac{2\Delta L}{\lambda} + \pi) \quad (2)$$

$$I_{out2} = R_1^2R_2^2 + T_1^2T_2^2 + 2R_1R_2T_1T_2cos(\frac{2\Delta L}{\lambda}) \quad (3)$$

因此，由于输出透射率I 与光程差 ΔL之间存在关联，可以通过调节压电陶瓷的驱动电压来控制干涉仪的激光强度输出。图2(b)中利用 Mathematica 对不同分束比的分束器所产生的干涉条纹进行了仿真和分析。图2(b)中第一条曲线所示的分束比为90/10，第二条为70/30，第三条为60/40，最后一条为50/50。

III. 实验装置

激光强度稳定装置如图3所示。MOPA系统由一只1879纳米蝶形封装激光二极管和一台最大输出功率为 ~ 3 W的掺铥光纤放大器（TmDFA）组成。通过自由空间偏振

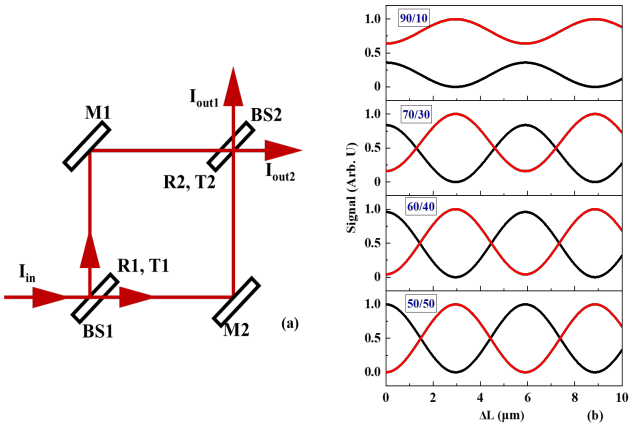

图 2. MZI 示意图及其两个通道的干涉条纹的模拟与理论分析。(a) MZI 由两块分束板（BS1 和 BS2）及两面高反射镜（M1 和 M2 ）组成。I_{in} 为入射光场的强度，I_{out1} 和 I_{out2} 为 BS2 处出射光场的强度。(b) 不同分束比下，归一化信号随光程差 ΔL 的变化关系。由于 MZI 中使用的 BS1 和 BS2 相同，该分束比同时为R_1/T_1 和R_2/T_2, 。红色和黑色实线分别表示 MZI 两个输出通道的干涉条纹。

控制器（基于三个波片（ $\lambda/4$、 $\lambda/2$和 $\lambda/4$），1879纳米光束的偏振波动首先得到抑制。激光注入由50/50分束板（BS1）构成的MZI中，BS1将入射光分成两束强度相等但相位不同的光束；高反射镜（M1）反射其中一束，安装在压电陶瓷（PZT）上的反射镜（M2）反射另一束，随后两束光最终在分束板（BS2）处合束。该干涉仪具有两个输出通道，每个通道均可用于动态反馈，以提高系统稳定性；该通道的输出随后可用于后续实验。光电探测器（PD1）安装在1879纳米玻璃片（GS1）之后，用于采样少量光信号以实现环内反馈。PD1输出的直流电压信号经低通滤波器（LPF）后，输入比例积分微分（PID）放大器。比例积分微分控制器的输入信号与PID设定值相减，该设定值为人工设定的参考直流电压。PID的输出信号，即探测器信号与参考直流电压之间的实时差值，与扫描信号（三角波）相加后，经高压（HV）放大器放大，作为压电陶瓷（PZT）的驱动电压。因此，通过调节压电陶瓷（PZT）的驱动电压即可控制干涉仪的输出功率，我们预期1879纳米激光的功率波动和偏振波动均能得到抑制。此外，还安装了另一台光电探测器（PD2），用于独立监测输出线偏振激光的强度稳定性。PD2的输出信号随后输入数据采集系统（Keithley，DAQ-6510），以分析并监测激光在时域中的强度波动以及根据测得的光功率波动数据计算归一化功率谱密度（NPSD）。毫无疑问，少量远红外激光被玻璃片（GS2）反射并由 PD2 接收，而大部分激光透射后聚焦于铯磁光阱（Cs-MOT）中，以构建光偶极阱（ODT）。

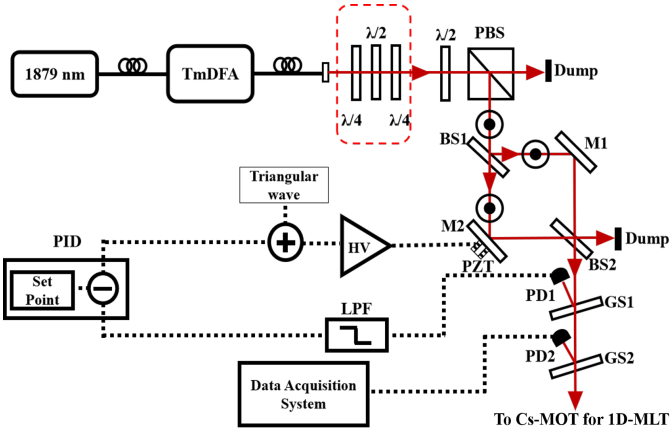

图3. 强度稳定系统的实验装置。通过马赫-曾德尔干涉仪（MZI）实现了1879 纳米 MOPA 系统激光强度的动态稳定，并在时域和频域对激光强度的波动进行监测和分析。λ/2：半波片； λ/4：四分之一波片；PBS：偏振分束立方体；BS：分束板；GS：玻璃片；M1/M2：高反射镜；PD：光电探测器；LPF：低通滤波器；PID：比例积分微分放大器；HVA：高压放大器。

IV. 实验结果与讨论

图4展示了实验中采用50/50分束比扫描三角波获得的干涉条纹，其干涉对比度为95%。理论模拟表明，使用50/50分束板可获得干涉对比度为99.9%的干涉条纹，但实验中未能达到最佳干涉对比度，可能有以下两个原因：首先，两束激光的空间模式并不完全相同；其次，两束激光的偏振可能略有不同。

考虑到使用该激光光源构建偶极阱的要求，1879 nm 激光的偏振应保持固定，因此通常会在光路中插入偏振分束器，以固定光的偏振。尽管这种方案有效，但其不可避免的缺陷是，光的偏振波动会通过这一偏振元件与强度波动耦合。测量经偏振分束器后的 1879 nm 激光强度时发现，尽管 1879 nm TmDFA 本身的功率波动并不明显，但偏振分束器之后的强度波动却很明显，结果如图 5(a) 所示。我们在时域内监测激光强度约 30 分钟，其波动幅度高达 ±14.2%。如此巨大的强度波动

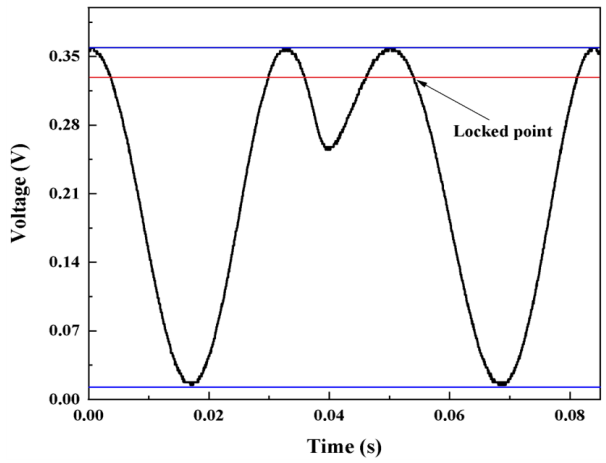

图 4. 马赫-曾德尔干涉仪的干涉条纹。实验中使用一块 50/50分束板，并通过扫描三角波驱动压电陶瓷，从而在两臂之间产生相位差，进而形成干涉条纹。

将显著影响稳定系统的功率利用率。为最大限度地提高功率利用率，我们最初使用三片波片来抑制功率波动。经过适当调节后，偏振分束器之后的激光强度波动测量结果如图 5(b) 所示。激光偏振波动已显著降低。随后，将初步稳定的激光注入由马赫-曾德尔干涉仪和另一个偏振分束器组成的系统中，并将干涉仪的透射率锁定在 90%，以提高功率利用率。接着，由环外探测器 PD2 测得的强度波动如图 6 所示。如图所示，输出线偏振激光的强度波动降至 $\pm 0.3\%$，远优于 TmDFA-PBS 直接输出的波动。在这种稳定度下，激光功率和偏振的波动都不再会对偶极阱参数产生显著影响。

如表 1 所示，对于 1879纳米一维磁光阱，如果激光器经透镜聚焦至 $\sim 20\ \mu$m，且冷原子处的入射激光功率约为 1.5 W，则一维磁光阱的最大阱深为 $-1000\ \mu$K，典型阱深波动为 $\pm 140\ \mu$K。经过波片组的初步抑制或马赫-曾德尔干涉仪的闭环锁定后，激光功率会有所降低，相应的典型阱深分别约为 $-800\ \mu$K 和 $-700\ \mu$K。从磁光阱转移至一维磁光阱的冷原子的有效温度会略高，约为 $100\ \mu$K，但抑制功率波动导致的阱深降低不会影响冷原子的俘获。然而，激光功率仍存在残余波动，分别会导致 $\pm 45\ \mu$K 和 $\pm 2\ \mu$K 的典型阱深波动。

采集到的时域电压信号用于计算归一化功率谱密度。如图 7 所示，横轴范围由采样率决定。根据实际情况，实验中选取了 10000 Hz 的采样率，因此图 7 的横轴范围为 1 至 5000 Hz。此外，由于 MZI 中压电陶瓷的限制，我们认为系统的反馈带宽应在千赫兹量级。因此，该采样率完全能够满足表征系统反馈带宽的要求。

闭环锁定后 1-3000Hz 范围内的归一化功率谱密度显著低于主振荡功率放大器系统自由运行时的归一化功率谱密度。这可以证明，马赫-曾德尔干涉仪对系统的功率稳定性具有明显作用。为了进一步拓宽反馈带宽并提高抑制效果，我们假设马赫-曾德尔干涉仪的臂长为L，且激光器的角频率为 ω_0，则激光器通过马赫-曾德尔干涉仪的距离为L，所产生的相移为[27]

$$\Phi_0(t) = \omega_0 t = \omega_0 \frac{L}{c} \tag{4}$$

Φ_0 为常数，其大小与L 成正比。当扫描压电陶瓷时，我们引入该量来表征相位的微小变化。为简单起见，假设使用正弦波扫描压电陶瓷，正弦波的振幅为h_0，角频率为 ω_s，因此正弦波可表示为

$$h(t) = h_0 cos(\omega_s t) \tag{5}$$

因此，整个系统的相移可以写为

$$\begin{aligned}\Phi &= \Phi_0(t) + \delta\phi \\ &= \frac{\omega_0 L}{c} + \frac{\omega_0}{2}\int_{t-\frac{L}{c}}^{t} h_0 cos(\omega_s t)dt \\ &= \frac{\omega_0 L}{c} + \frac{h_0}{2}\frac{\omega_0}{\omega_s}\left\{sin(\omega_s\frac{L}{c}) - sin[\omega_s(t-\frac{L}{c})]\right\} \\ &= \frac{\omega_0 L}{c} + h_0\frac{\omega_0}{\omega_s}sin(\omega_s\frac{L}{2c})cos[\frac{\omega_s}{2}(t-\frac{L}{c})]\end{aligned} \tag{6}$$

因为 $L2c \ll 1$

$$h_0\frac{\omega_0}{\omega_s}sin(\omega_s\frac{L}{2c}) = \frac{h_0\omega_0}{2}\frac{L}{c} \tag{7}$$

$$\delta\phi \sim \frac{h_0\omega_0}{2}\frac{L}{c} \tag{8}$$

如式（8）所示，若增大马赫-曾德尔干涉仪的臂长 L，则可提高系统的 $\delta\phi$。因此，系统的探测灵敏度可以提高，马赫-曾德尔干涉仪对相位的探测效果也会更好。增大马赫-曾德尔干涉仪的臂长会因系统稳定性不足而产生额外噪声。

然而，可以通过隔振平台和系统温度控制来解决此类噪声。我们可以在马赫-曾德尔干涉仪的两臂上加装法布里-珀罗腔。法布里-珀罗腔可以折叠光程，大幅增加光在马赫-曾德尔干涉仪中的传播距离，而且无需占用很大空间。

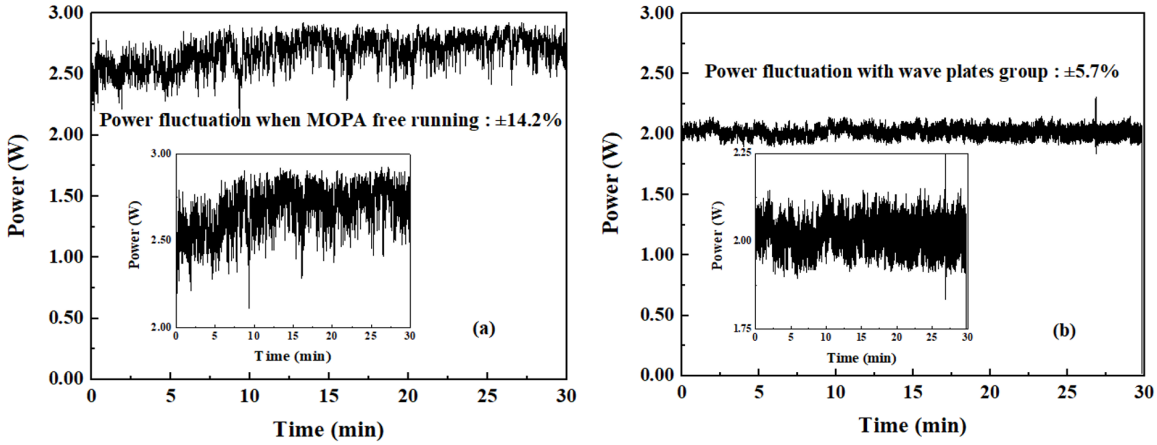

图 5. (a) 自由运行的 1879 纳米 MOPA 系统的功率波动。经过 30 分钟测量，功率波动约为 ±14.2%。插图的纵轴放大至 2.00～3.00 W，显示了 30 分钟内的强度波动。(b) 经过三片波片后的功率波动。我们认为，这些波片最初抑制了偏振波动。同样，经过 30 分钟测量，强度波动约为 ±5.7%。插图的纵轴范围变为 1.75～2.25 W，横轴范围仍为 0～30 分钟。

类别	P_{ODT}(毫瓦)	ΔP(毫瓦)	聚焦后的高斯半径（μ米）	U_{dip}(μK)	ΔU_{dip}(μK)
MOPA 自由运行	1500	±213.0（±14.2%）	20	−1000	±140
使用波片组	1200	±68.4（±5.7%）	20	−800	±45
马赫-曾德尔干涉仪锁定后	1100	±3.3（±0.3%）	20	−700	±2

表 I. 计算了不同功率波动下铯原子的 1879.43 纳米一维多光束晶格的典型最大阱深及其波动。

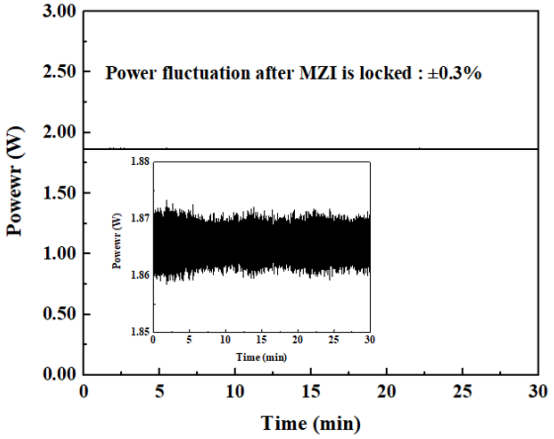

图 6. 马赫-曾德尔干涉仪亮条纹处 1879 nm 激光的强度波动。通过环间锁定，两个臂之间的相位差得到动态补偿，功率波动显著降低；经过 30 分钟的测量，功率波动约为 ±0.3%。插图的纵轴范围已放大至 1.85～1.88 W，展示了 30 分钟的测量结果。

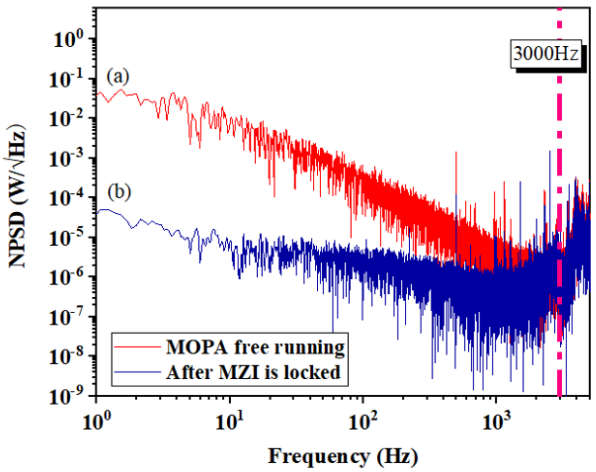

图 7. 1879 nm 激光的强度噪声随分析频率的变化。(a)：黑色实线表示 1879 nm 激光系统自由运行且未经过波片组时的归一化功率谱密度。(b)：蓝色实线表示经马赫-曾德尔干涉仪闭环锁定后的 1879 nm 激光系统的归一化功率谱密度。

V. 结论

总之，我们展示了通过三片波片与马赫-曾德尔干涉仪协同作用，降低 1879 nm 激光器的功率和偏振波动。主振荡功率放大器系统与偏振分束器组合后的强度波动为 $\sim \pm 14.2\%$，使用锁定的马赫-曾德尔干涉仪后降至 $\sim \pm 0.3\%$。此外，马赫-曾德尔干涉仪锁定后，其归一化功率谱密度在 1–3000 Hz 范围内低于自由运行状态下的水平。通常，在 1000 Hz 处，马赫-曾德尔干涉仪锁定后的归一化功率谱密度比主振荡功率放大器自由运行时低约 10 dB。该系统不仅能够承受高功率激光注入，还能在不影响低损耗输出光束质量的情况下，同时稳定功率波动和偏振波动。通过提高锁定干涉仪的透射率或干涉可见度，还可以进一步提高激光功率利用效率。

预计在后续涉及里德堡缀饰基态的实验中，里德堡原子能够具有较长的相干寿命。一方面，我们可以利用1879纳米主振荡功率放大器系统实现一维磁光阱，既能消除位置依赖光移，使里德堡态原子像基态原子一样被捕获在光镊中，又能减弱冷原子因残余热运动引起的碰撞，从而延长里德堡原子的相干时间。另一方面，我们提出了一种升级版干涉仪，即在干涉仪的每条臂上增加一个法布里-珀罗腔，并利用光束在腔内的反射，使臂长至少延长数十倍，以提高干涉仪的相位测量灵敏度和功率稳定性。

资助

本研究由中国国家重点研发计划（2021YFA1402002）和国家自然科学基金（11974226、61875111）资助。

参考文献

[1] M. Endres, H. Bernien, A. Keesling, H. Levine, E. R. Anschuetz, A. Krajenbrink, C. Senko, V. Vuletic, M. Greiner 和 M. D. Lukin。逐原子组装无缺陷一维冷原子阵列[J]。《Science》，**354**，1024，（2016年）。[2] H. Kim, W. Lee, H.-G. Lee, H. Jo, Y. H. Song 和 J. Ahn。利用动态全息光镊原位合成单原子阵列[J]。Nature Communications，**7**，1-8，（2016年）。[3] B. Darquié, M. P. A. Jones, J. Dingjan, J. Beugnon, S. Bergamini, Y. Sortais, G. Messin, A. Browaeys 和 P. Grangier。单个囚禁两能级原子发出的受控单光子[J]。《Science》，**309**，454-456，（2005年）。[4] V. Leong, S. Kosen, B. Srivathsan, G. K. Gulati, A. Cere 和 C. Kurtsie。来自独立原子系统的触发单光子与预示单光子之间的洪-欧-曼德尔干涉[J]。《物理评论A》，**91**，063829，（2015年）。[5] B. Liu, G. Jin, J. He, and J. M. Wang. 用于演示852nm触发式单光子源的微观光学偶极阱中单铯原子加热的抑制[J]. 《物理评论A》，94，013409，（2016年）。[6] Y. O. Dudin and A. Kuzmich. 冷原子气体中强相互作用的里德堡激发[J]. Science，336，887–889，（2012）。[7] Y.-Y. Jau, A. M. Hankin, T. Keating, I. H. Deutsch, and G. W. Biedermann. 利用里德堡着装自旋翻转阻塞纠缠原子自旋[J]. 《自然·物理》，12，71–74，（2016年）。[8] E. Urban, T. A. Johnson, T. Henage, L. Isenhower, D. D. Yavuz, T. G. Walker, and M. Saffman. 两个原子间里德堡阻塞的观测[J]. 《自然·物理》，5，110–114，（2009）。[9] B. Zhao, M. Müller, K. Hammerer, and P. Zoller. 基于确定性里德堡门的高效量子中继器[J]. 《物理评论A》，81，052329，（2010）。[10] A. D. Bounds, N. C. Jackson, R. K. Hanley, R. Faoro, E. M. Bridge, P. Huillery, and M. P. A. Jones. 里德堡着装磁光阱[J]. 《物理评论快报》，120，183401，（2018）。[11] J. D. Carter, O. Cherry, and J. D. D. Martin. 利用冷里德堡原子在原子芯片表面微结构附近进行电场传感[J]. 《物理评论A》，86，053401，（2012）。[12] L. A. Jones, J. D. Carter, and J. D. D. Martin. 对直流和低频电场灵敏度较低的里德堡原子[J]. 《物理评论A》，87，71–74，（2013）。[13] J. D. Bai, S. Liu, J. Y. Wang, J. He, and J. M. Wang. 使用319nm紫外激光系统，在磁光阱中对冷铯原子进行单光子里德堡激发和阱损失光谱测量[J]. 《IEEE量子电子学专题精选期刊》，26，1600106，（2020）。[14] J. Junker, P. Oppermann, and B. Willke. 用于AEI 10米原型干涉仪的散粒噪声极限激光功率稳定[J]. 《光学快报》，42，755，（2017）。[15] F. Seifert, P. Kwee, M. Heurs, B. Willke, and K. Danz- mann. 第二代引力波探测器的激光功率稳定[J]. 《光学快报》，31，2000–2002，（2006）。[16] J. J. Du, W. F. Li, G. Li, J. M. Wang, and T. C. Zhang. 通过光电反馈抑制光场强度噪声[J]. 《光学》，124，3443–3445，（2013）。[17] R. Sun, X. Wang, K. Zhang, J. He, and J. M. Wang. 激光强度波动对1064nm微观光镊中单铯原子囚禁寿命的影响[J]. 《应用科学》，10，659，（2020）。[18] P. Kwee, B. Willke, and K. Danzmann. 使用高功率光电二极管阵列实现散粒噪声极限激光功率稳定[J]. 《光学快报》，34，2912–2914，（2009）。[19] Y. Wang, K. Wang, E. F. Fenton, Y. W. Lin, K.-K. Ni, and J. D. Hood. 将单原子囚禁的激光强度噪声在1 mhz频带内降低[J]. 《光学快报》，28，31209，（2020）。[20] S. Inoue and Y. Ya mamoto. 半导体激光器干涉仪中的纵模分配噪声[J]. 《光学快报》，22，328–330，（1997）。[21] D. Yelin, B. E. Bouma, and G. J. Tearney. 生成

可调三维暗焦点[J].《光学快报》，**29**，661–663，（2004）。[2]2 L. Isenhower, W. Williams, A. Dally, and M. Saffman. 在干涉生成的瓶状光束陷阱中囚禁原子[J].《光学快报》，**34**，1159–1161，（2009）。[2]3 Y. H. Gao, Y. J. Li, J. X. Feng, and K. S. Zhang. 在音频频段抑制强度噪声的稳定连续波单频腔内倍频激光器[J].《中国物理B》，**28**，094204，（2019）。[2]4 T. A. Savard, K. M. O'hara, and J. E. Thomas. 远失谐光学陷阱中的激光噪声诱导加热[J].《物理评论A》，**56**，R1095，（1997）。[2]5 J. D. Bai, S. Liu, J. He, and J. M. Wang. 迈向用于束缚基态和里德堡态铯冷原子的魔术光偶极阱的实现[J]。《物理学杂志B：原子、分子与光学物理》，**53**，155302，（2020）。[2]6 J. D. Bai、X. Wang、X. K. Hou、W. Y. Liu 和 J. M. Wang。铯原子 $6S_{1/2}$ – $nP_{3/2}$里德堡跃迁的角度依赖型魔术光阱[J]。《光子学》，**9**，303，（2022）。[2]7 Y. Y. Wang、X. J. Zhu、J. Liu、Y. B. Ma、Z. H. Zhu、J. W. Cao、Z. H. Du、X. G. Wang、J. Qian、C. Yin、Z. Y. Liu、D. Blair、L. Ju 和 C. N. Zhao。激光干涉仪引力波探测器[J]。《天文学进展》，**32**，348，（2014）。（中文）