arXiv:2304.01474v2 [physics.optics] 5 May 2023

原子参考片上孤子微梳

Rui Niu[1,2,*] Shuai Wan[1,2,*] Tian-PengHua[2,*] Wei-Qiang Wang[3,4,*] Zheng-Yu Wang[1,2,*] Jin Li[1,2], Zhu-Bo Wang[1,2], Ming Li[1,2], Zhen Shen[1,2], Y. R. Sun[2,5], Shui-Ming Hu[2,5], B. E. Little[3,4], S. T. Chu[6], Wei Zhao[3,4], Guang-Can Guo[1,2], Chang-Ling Zou[1,2,†] Yun-Feng Xiao[7,‡] Wen-Fu Zhang[3,4,§] 和Chun-Hua Dong[1,2¶]

[1] *CAS Key Laboratory of Quantum Information, University ofScience and Technology of China, Hefei, Anhui 230026, P. R. China*[2] *CAS Center For Excellence in Quantum Information and Quantum Physics, University of Science and Technology of China, Hefei, Anhui 230026, People's Republic of China*

[3] *State Key Laboratory of Transient Optics and Photonics,Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710119, China*[4] *University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*[5] *Department of Chemical Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*

[6] *Department of Physics and Materials Science, City University of Hong Kong, Kowloon Tong, Hong Kong, China and*

[7] *State Key Laboratory for Mesoscopic Physics and Frontiers Science Center for Nano-optoelectronics, School of Physics, Peking University, Beijing, China*

对于微谐振器中频率梳的应用，获得完全频率稳定的微梳激光源至关重要。本文展示了一种基于集成微环谐振器的原子参考稳定孤子微梳产生系统。波长约为 1560.48 nm、锁定于超低膨胀（ULE）腔的泵浦光经过倍频，并参考至 ^{87}Rb 的原子跃迁。孤子微梳的重复频率注入锁定至原子钟稳定的射频（RF）源，从而在 1 秒内实现毫赫兹级稳定度。因此，所有梳齿均基于原子参考实现频率稳定，其频率可达到极高精度，在 1 秒内达到 $\sim$ 18赫兹，对应的频率稳定度为 9.5×10^{-14}。我们提出的方案提供了一种集成且完全稳定的微梳实验方案，无需采用 $f-2f$ 技术，易于实现并可推广至各种光子平台，从而为高精度光谱学提供便携式超高精度光源。

I. 引言

近年来，光学微谐振器中的耗散克尔孤子（DKS）受到越来越多的关注[1–4] ，这得益于其自组织机制：非线性与反常色散之间，以及参量增益与腔损耗之间的双重平衡。DKS 能产生相干性高、带宽宽且重复频率达到微波范围的频率梳，并已成功应用于光学测距、双梳光谱学、光学时钟、量子密钥分发、波长计、相干光通信以及光学频率合成[5–23]。在孤子微梳的这些应用中，获得完全稳频的微梳激光光源至关重要。

对于孤子微梳，模式频谱 $f_{n(\mu)} = f_{\mathrm{ceo}} + n \times f_{\mathrm{rep}} = f_{\mathrm{pump}} + \mu \times f_{\mathrm{rep}}$（$n$ 为模式数， μ 为相对于泵浦谐振模式的相对模式编号）应通过两个自由度进行稳定：重复频率 f_{rep} 和载波包络偏移频率 f_{ceo} 或泵浦频率f_{pump}。然而，微梳动力学会以复杂的方式将这些参数耦合在一起，实际系统中的其他若干参数也会对其产生影响 [24]。因此，可通过控制泵浦激光功率、泵浦激光频率和泵浦谐振失谐来实现微梳的全面稳定，这需要参考光纤频率梳系统和多个锁定环路[25, 26]。然而，重复频率的稳定性受参考激光器质量和锁定环路的限制，最终还受到微腔内热涨落的制约[27]。近期，有人提出在孤子微梳系统中采用针对f_{rep}的注入锁定概念[28, 29], ，该方法通过相位调制器对泵浦激光器进行调制，并稳定射频（RF）来实现。此方法还提供了一种途径，可将铷原子钟或全球定位系统（GPS）的稳定射频传递至孤子微梳的光频率。此外，借助一台额外的、波长约为 780 nm 的激发激光器，可利用双共振光泵浦技术 [30]，将频率梳齿锁定至约 1529 nm 处的原子跃迁，从而使孤子微梳实现全面稳定。这种方法通常需要多台参考激光器，因此占用空间较大。直接参考至紧凑型原子气室 [31]的集成微梳，或可助力实现全集成光学频率基准。

在本文中，我们展示了一种完全频率稳定的孤子微梳，其采用原子频率基准和注入锁定的重复频率。首先，经超低膨胀（ULE）腔稳定的泵浦激光器的频率被锁定到吸收线上，该吸收线对应于{v1}Rb从{v2}(F{v3})到{v4}(F'{v5}(2,3))的跃迁，

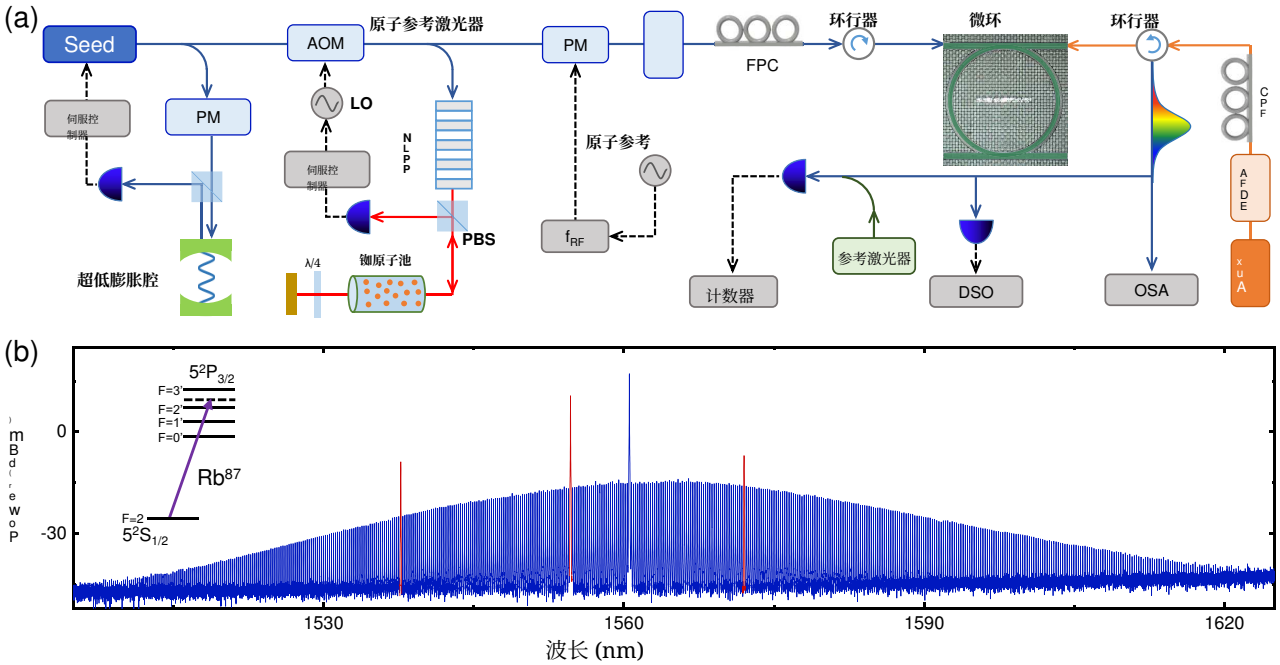

图 1. (a) 实验装置示意图。种子激光器的频率由超低膨胀腔（精细度为 150000，自由光谱范围为 1.5GHz）稳频。种子激光器经声光调制器（AOM）移频后，通过周期性极化铌酸锂（PPLN）倍频器锁定至 ^{87}Rb D2 跃迁，从而产生原子参考激光器。孤子的重复频率通过相位调制器（PM）锁定至以原子钟为参考的射频（RF）源。泵浦激光器和辅助激光器耦合至片上微环谐振器，以产生耗散克尔孤子（DKS）。缩写：LO、PBS、EDFA、FPC、DSO 和 OSA 分别表示本地振荡器、偏振分束器、掺铒光纤放大器、光纤偏振控制器、数字存储示波器和光谱分析仪。(b) 单孤子态的光谱，红线表示辅助激光器及相应的光学参量振荡器谱线。插图：D2 跃迁谱线，其中 $F' = 2$ 与 $F' = 3$ 的交叉跃迁用于锁定泵浦激光器，如紫色箭头所示。

借助周期性极化铌酸锂（PPLN）波导实现。进一步地，我们利用该稳定泵浦激光器生成片上孤子微梳，并展示了重复频率与原子钟稳定的射频振荡器之间的注入锁定。重复频率的线宽从1.3 kHz压低至6.2 mHz，测量时间为 1 s时，频率稳定度也提升至 3.8×10^{-14}。 f_{rep} 噪声在很宽的范围内得到有效抑制，且抑制效果随调制信号强度增加。虽然重复频率的频率稳定度远优于泵浦激光器（$\sim$ 18Hz），但宽光频范围内梳齿的稳定度直接受泵浦激光器限制，测量时间为1 s时其频率稳定度为 9.5×10^{-14}。与此同时，注入锁定后，重复频率的相位噪声也低于泵浦激光器，从而使整组梳齿具有一致的相位噪声水平。在我们的系统中，泵浦激光器和重复频率均锁定到原子跃迁，因此无需额外的参考激光器，即可将整组梳齿的频率稳定到原子跃迁的绝对频率。我们的方法提供了一种集成式、完全稳定的微梳实验方案，无需采用 $f - 2f$ 技术。

II. 孤子产生

实验装置如图1所示。用于产生孤子微梳的微环谐振器（MRR）采用与 CMOS 兼容的高折射率掺杂二氧化硅玻璃平台制备，其加载品质因数（Q）为 2.2×10^6 [32, 33]，对应的耗散率为 $k/2\pi = 87$MHz。积分色散$D_{\rm int} \approx \frac{D_2}{2}\mu^2$通过光纤马赫-曾德尔干涉仪测量，其中 $D_2/2\pi = 27.22$kHz。首先，通过 Pound-Drever-Hall（PDH）锁定将种子激光器锁定至超低膨胀腔（精细度为 150000，自由光谱范围为 1.5GHz）。种子激光器的短期稳定性得到改善，而其长期稳定性受到腔漂移的限制（见附录）。为实现长期稳定性，通过声光调制器（AOM）调制种子激光器的频率，并在周期极化铌酸锂波导 ^{87}Rb 从 $5^2S_{1/2}$ （F=2）到 $5^2P_{3/2}$ （F'=（2,3））的吸收线处进行锁定[34–36]。泵浦激光器的频率同时参考超低膨胀腔和原子跃迁，因此其短期和长期

泵浦激光器的稳定性分别得到显著改善。关于稳定泵浦激光器的更多细节，请参见附录。

为了获得孤子微梳，引入另一台辅助激光器来平衡热效应，并通过环行器沿相反方向耦合进入微环谐振器 [23, 37–41]。激光器的偏振态由光纤偏振控制器（FPC）控制。激光器通过标准的八通道光纤阵列耦合进入微环谐振器，每个端面的耦合损耗为 4.0 dB；随后封装在配备热电制冷器（TEC）芯片的 14针蝶形封装中。当通过 TEC 将微环谐振器的一个谐振粗调至接近 f_{pump} 时，通过精细调节辅助激光器，利用原子稳频激光器实现了单孤子，如图1(b)所示。测得的重复频率为 26.048 赫兹，与微环谐振器的尺寸吻合良好。

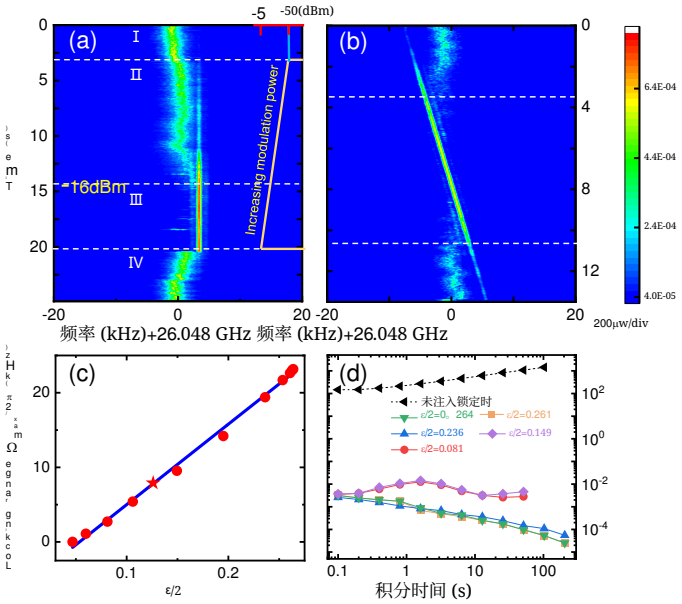

图 2. (a) 逐渐增加调制强度时，重复频率的典型变化。(b) 使用 $\epsilon/2 = 0.125$ 时，在 26.0405 GHz 至 26.0537 GHz 的调制频率范围内扫描，重复频率在 26.048 GHz 附近的变化。当 $\Delta f < 2.4$kHz 时，f_{rep} 可与 f_{m} 同步。(c) 不同调制强度下的锁定范围。星号标示 (b) 中的结果。蓝线表示线性拟合。(d) 不同调制功率下重复频率的阿伦偏差。误差棒表示 68% 置信区间。

III. 实验结果

为稳定重复频率，通过使用相位调制器（PM）对稳频泵浦激光器进行调制，实现了重复频率的注入锁定。与自由运行孤子不同，相位调制器边带可在时域形成腔内势梯度来捕获孤子，也可通过频谱域中的四波混频相互作用来约束梳齿。当单个孤子在微腔中循环时，腔内场可近似描述为

$$\psi(\theta,t) = \psi_b + \psi_s \tag{1}$$

其中 ψ_b 和 ψ_s 分别表示连续波背景和光孤子的特征。θ 为旋转角坐标。通过相位调制器，以接近 f_m 的调制频率 f_{rep}，将总驱动项 F（包括残余泵浦和产生的边带）注入孤子微梳中。因此，通过相位调制器施加于孤子的驱动力 [33] 可改写为

$$\begin{aligned} F &= \frac{D_2}{\kappa\pi}\int_0^{2\pi} d\theta \left[\psi^*\left(-i\frac{\partial}{\partial\theta}\right)\tilde{F} + c.c.\right] \\ &= -F_0 \sin\left(\eta\theta_c - \Delta\widetilde{\omega}t\right) \end{aligned} \tag{2}$$

其中 $F_0 \approx \frac{8\sqrt{2}\epsilon\eta\sqrt{(\omega_0-\omega_p)D_2^3}}{\pi\kappa^2}$ 和 $\theta_c(\tau)$ 分别是 F 的振幅和脉冲的中心位置。$\eta = [f_m/f_{rep}]$ 在我们的实验中为 1，而 ϵ 表示调制强度，其中 $\epsilon/2$ 是调制边带的归一化振幅。$\omega_0 - \omega_p$ 是泵浦模式与泵浦激光器之间的失谐。$\Delta\widetilde{\omega} = 2(2\pi f_m - D_1)/k$ 是调制频率与角速度之间的归一化失谐 D_1。在未受扰动时，孤子可视为具有有效动力学质量 $M_0 \approx \frac{2\sqrt{2}}{\pi\kappa}\sqrt{D_2(\omega_0-\omega_p)}$ 的粒子 [33]。基于动量分析，

当 $F \approx 2M_0|\Delta\widetilde{\omega}| < F_0$ 时，孤子脉冲可以随驱动力一同运动，对应于$|\Delta\widetilde{\omega}| < \Delta\widetilde{\omega}_{\max} \approx 2\epsilon\frac{D_2}{\kappa}$。值得注意的是，锁定范围 $\Omega_{max} = 2\kappa|\Delta\widetilde{\omega}_{\max}| = 2\epsilon D_2$ 与调制强度成正比。

图 2(a) 展示了泵浦激光器在不同调制强度下经 PM 调制时射频频谱的演化过程。调制频率接近微谐振器的自由光谱范围（FSR），并锁定于由氢钟提供的 10 兆赫兹参考频率。在未施加调制时，孤子微梳的初始重复频率约为 26。048 赫兹，线宽达到 ∼ 1.3千赫兹（阶段 I）。随着调制强度逐渐从 $\epsilon/2 = 0.001$增大至 0。261（对应的调制功率从 -50 分贝毫瓦增大至 -5 分贝毫瓦），射频频谱中出现了 f_{m} 处的尖锐峰值，重复频率逐渐接近 f_{m} （阶段 II）。此时调制功率仍相对较弱，自发产生仍然显著，对应于未锁定状态。随着 PM 强度增加，初始重复频率拍频信号的强度逐渐减弱，表明这两个频率之间存在竞争。然而，当边带振幅较大（ $\epsilon/2$ ）且边带与 ω_{p}之间的频率差较小时，反作用会强烈抑-

制自发梳生成过程，驱动力诱导生成主导参量过程，体现出注入锁定的机制（阶段 III） [42]。最后，当调制关闭时，重复频率回到初始频率，线宽也恢复到之前的宽度（阶段 IV）。这清楚地表明，由于 f_{rep}的线宽显著变窄，系统的相位噪声得到了显著抑制。

此外， f_{rep} 耗散克尔孤子的频率可通过调节调制频率进行同步调谐，如图2(b) 所示。我们扫描 f_{m} 以 26.048 GHz 为中心的频率，扫描范围为 14 千赫兹，调制强度为$\epsilon/2 = 0.125$。扫描过程中，当绝对频率差 Δf（ f_{m} 调制频率与初始重复频率之差）较大时，调制信号和初始重复频率可同时出现在射频频谱中。当 Δf 足够小（ ~ 2.4千赫兹）时， f_{rep} 会锁定到 f_{m}。我们发现，扫描超出锁定范围后，初始重复频率会漂移至更高的频率，约升高 3 千赫兹，这归因于测量期间调制泵浦激光器的影响。因此，在 $\epsilon/2 = 0.125$条件下，总锁定范围可达约 8 千赫兹。图2(c) 显示，锁定范围随调制强度单调增大。线性拟合（蓝色曲线）的斜率为 107.84 千赫兹，约等于 $4D_2/2\pi$，与解析结果一致。

当重复频率注入锁定到射频源时，重复频率的长期稳定性也应得到改善[28]。图2(d) 展示了不同调制功率下重复频率的稳定性。经注入锁定后，随着 $0.1\ s$测量时间的推移，艾伦偏差从 146 赫兹降至 2 毫赫兹。当调制强度低于 $\epsilon/2 = 0.149$时，系统的长期稳定性会下降。调制强度较高时（$\epsilon/2 = 0.236 \sim 0.264$）， f_{rep} 的长期稳定性提升至 0。025 毫赫兹，测量时间为 256 s。当调制强度大于 0.264 时，孤子态会被湮灭。这一现象归因于调制泵浦激光器引起的强腔内场振荡破坏了微腔中孤子态的存在，这表明我们采用的注入锁定方法存在调制功率上限，这与先前使用调制光产生孤子的研究不同。

反映相干性能的各个梳齿的频率噪声和线宽，对于相关应用至关重要 [43]。图3(a) 显示了自由运行激光器、种子激光器和原子参考激光器测得的频率噪声谱。这里，梳齿的频率噪声定义为 $S(f) = f^2 \times L(f)$，其中 $L(f)$ 是相应梳齿的相位噪声，并通过相关延迟自外差法进行表征 [43]。需要指出的是

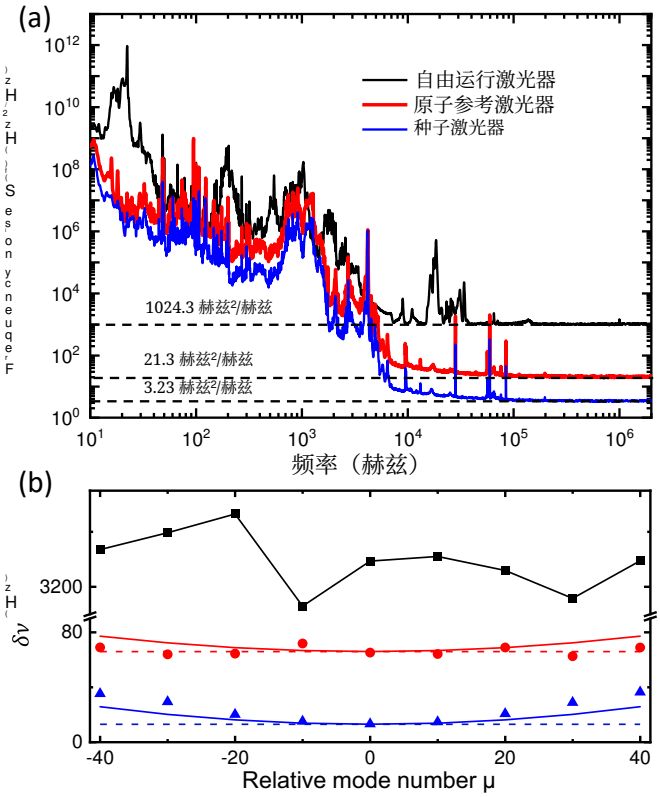

图 3. (a) 自由运行激光器、种子激光器和原子参考激光器的单边频率噪声谱。图中还标出了相应的白噪声。(b) 不同 μ 下频率梳齿的洛伦兹线宽（圆点）。孤子由(a)中的相应泵浦激光器产生，同时重复频率处于注入锁定状态。红色或蓝色曲线表示根据测得的重复频率相位噪声计算得到的频率梳齿理论洛伦兹线宽。点划线表示泵浦激光器的白色频率噪声电平，以供目视参考。

激光器锁定后，其频率噪声明显改善。然而，当种子激光器锁定到原子跃迁时，原子参考激光器的频率噪声反而恶化，且根据白噪声确定的洛伦兹线宽（$\delta\nu$）从 10.2 赫兹增加到 66.9 赫兹。这是因为种子激光器参考的是展宽后的原子跃迁。此外，注入锁定后，不同 μ 下梳齿的实测洛伦兹线宽如图 3(b) 所示。根据 $L(f_\mu)$ 与 $= L(f_{\mathrm{pump}}) + \mu^2 L(f_{\mathrm{rep}})$ 的关系，当 $L(f_{\mathrm{rep}})$ 远小于 $L(f_{\mathrm{pump}})$ 时， $L(f_\mu)$ 主要由 $L(f_{\mathrm{pump}})$ 决定。因此，梳齿的洛伦兹线宽与泵浦激光器一致，处于同一水平。尽管如此，注入锁定后梳齿的洛伦兹线宽达到了亚千赫兹水平。图 3(b) 中的曲线还显示了注入锁定重复频率下梳齿的理论洛伦兹线宽，表明线宽会随其与种子激光器的距离 μ 呈二次方增长。当白色频率

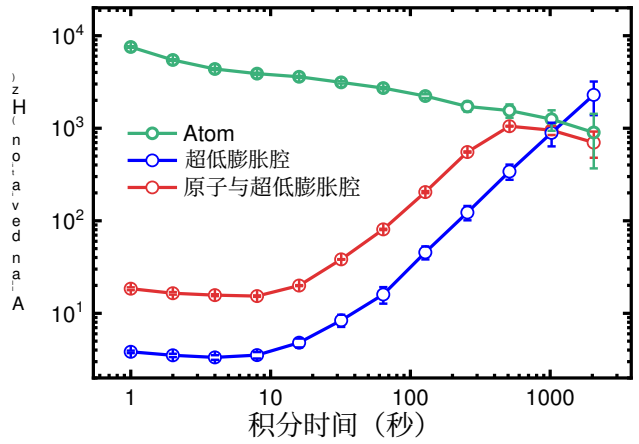

图4. 比较了由不同泵浦激光器产生的孤子的阿伦偏差，这些泵浦激光器分别参考原子跃迁（绿色）、超低膨胀腔（蓝色）以及原子跃迁和超低膨胀腔（红色）。误差棒表示 68% 置信区间。测量的门控时间为 100 毫秒。

泵浦激光器的频率噪声较低时， f_{rep} 的影响很明显。

基于已稳定的泵浦激光器和重复频率，我们系统中的整组梳齿频率均稳定至绝对原子频率，该频率测定为 $f_\mu = f_{\mathrm{pump}} + \mu \times f_{\mathrm{rep}}$。实验中，重复频率稳定在毫赫兹量级，泵浦激光器稳定在数赫兹，因此梳齿的频率稳定度主要由泵浦激光器决定。为表征完全稳定后的梳齿稳定度，我们选取一个波长约为 1565.368 纳米的梳齿（$\mu = -23$），使其与一台波长约为 1565.368 纳米的参考激光器拍频；该参考激光器稳定在另一超低膨胀腔上。参考激光器的参数与已稳定的种子激光器相近，并锁定到光纤频率梳系统，以抵消超低膨胀腔激光器的频率漂移。

图 4 展示了使用不同泵浦激光器产生的梳齿的频率稳定度。当以超低膨胀腔为参考的种子激光器产生孤子时，在 1 s 的测量时间下，其达到 1.96×10^{-14}（$\sim$ 3.8 赫兹，如图 4 中的蓝色曲线所示。然而，由于超低膨胀腔发生漂移，测量时间较长时结果会变差。相反，仅锁定到原子跃迁的泵浦激光器产生的孤子，其长期稳定度更好，如图 4 中的绿色曲线所示。这里，展宽的原子跃迁会在短期内引起频率抖动，且抖动幅度大数个数量级。因此，为了提高整个系统的稳定度，应以原子跃迁为参考锁定种子激光器，如图 4 中的红色曲线所示。显然，短期内红色曲线的趋势与蓝色曲线相似，这意味着其主要受超低膨胀腔影响。然而，展宽的原子4跃迁仍使测量时间为 1 s 时的稳定度从 降至。长期来看，阿伦偏差在 512 s 处出现拐点，之后以与绿色曲线相同的速率漂移，这对应于原子跃迁的特性。尽管如此，可以推断，在我们的系统中，所有梳齿的频率都稳定在赫兹量级，这是因为重复频率的波动可以忽略不计。44

跃迁仍使测量时间为 1 s 时的稳定度从 1.96×10^{-14}降至 9.5×10^{-14}。长期来看，阿伦偏差在 512 s 处出现拐点，之后以与绿色曲线相同的速率漂移，这对应于原子跃迁的特性。尽管如此，可以推断，在我们的系统中，所有梳齿的频率都稳定在赫兹量级，这是因为重复频率的波动可以忽略不计。

IV. 结论

总之，我们通过将中心梳齿和重复频率分别参考至原子参考，实现了全频率稳定的孤子微梳。在孤子产生时对重复频率进行注入锁定，使其频率稳定度在 1 秒测量时间下达到 f_{rep}，同时射频信号也改善了重复频率的相位噪声。通过将泵浦激光器的频率锁定到超低膨胀腔和原子跃迁，泵浦激光器的短期和长期稳定性均得到显著提升。随后，梳齿的频率稳定度在 1 秒测量时间下可达到 9.5×10^{-14}。因此，在我们的系统中，所有梳齿的频率都稳定在赫兹量级。与此前需要辅助激光器 [11, 30], 或 $f-2f$ 技术来稳定 f_{CEO} [18, 44]的研究相比，我们的工作为孤子微梳系统的全面稳定提供了一种集成度更高、可扩展性更强的方法；通过采用紧凑型原子气室 [31, 45], 、芯片级参考腔 [46] 和集成调制器 [47], 该方法还可进一步改进。因此，我们的工作在集成精密光谱学、光学时钟和光学测距方面具有巨大潜力。

附录 A

积分色散通过光纤马赫–曾德尔干涉仪测量，结果如图5所示。测得的积分色散为 $D_{int} = \omega_\mu - \omega_0 - \mu D_1 \approx \frac{D_2}{2}\mu^2$ $D_2/2\pi = 27.22kHz$ $D_1/2\pi = 26.048GHz$，

其中，且 $\omega_0/2\pi = 192.18THz$。需要注意的是，在测量积分色散时，应考虑光纤的色散 $-20\,\mathrm{ps}/(\mathrm{km}\cdot\mathrm{nm})$，因为 $SiON$ 的色散接近 SiO_2。我们推测，线性结果斜率 $\Omega_{max}/2\pi\epsilon$ 与测得的 $4D_2/2\pi$ 之间的差异，来源于色散系数的不准确、从光谱中测量调制边带功率时的误差，以及根据电子频谱判断锁定范围时的误差。

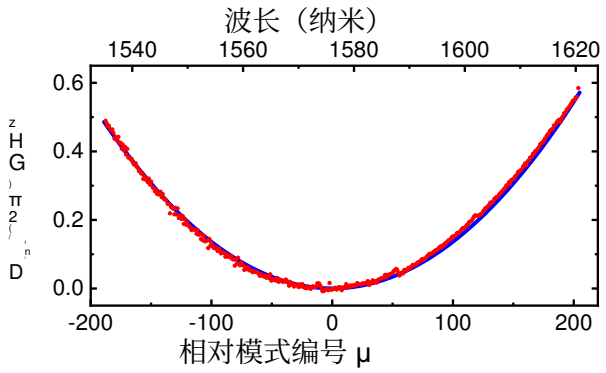

图 5. 集成腔的实测色散。红点和蓝线分别表示实验数据和理论拟合结果。

附录 B

孤子的重复频率通过注入锁定实现稳定。这里，泵浦激光器由相位调制器（PM）以调制频率f_{m} 进行调制，该频率 f_{rep} 接近孤子态的重复频率。当逐渐增大调制功率时，泵浦激光器附近会产生多个边带，并且边带逐渐增强，如图6所示。当调制功率足够强时，重复频率将与调制信号同步。注入锁定的效果取决于重复频率与调制频率之间的频率差 Δf 。如图6（a）所示，锁定范围随调制强度线性增加。这里，我们比较调制信号与重复频率的射频功率差，以确定系统是否已达到锁定状态。如图6（f）所示，当射频功率差超过 20 dB 时，系统被视为处于锁定状态。

附录 C

种子激光器（Toptica CTL 1550）锁定在超低膨胀（ULE）腔上（精细度为 150000，线宽为 10 kHz）。为表征种子激光器的稳定性，我们引入一台频率约为 1565。368 nm 的参考激光器进行测量。参考激光器锁定在另一超低膨胀腔上，其精细度为 150000，线宽为 10 kHz。因此，种子激光器最初也锁定在约 1565。368 nm 处。测得的阿伦偏差表明，锁定后的种子激光器在 1s 测量时间下的稳定性为 2。8 Hz，如图所示。7(a)。此外，由于腔的频率漂移，阿伦偏差在 8 s 处出现拐点。我们认为，锁定到超低膨胀腔时，约 1560。48 nm 处的种子激光器也具有相似的稳定性。

然后，将泵浦激光器锁定到原子跃迁上

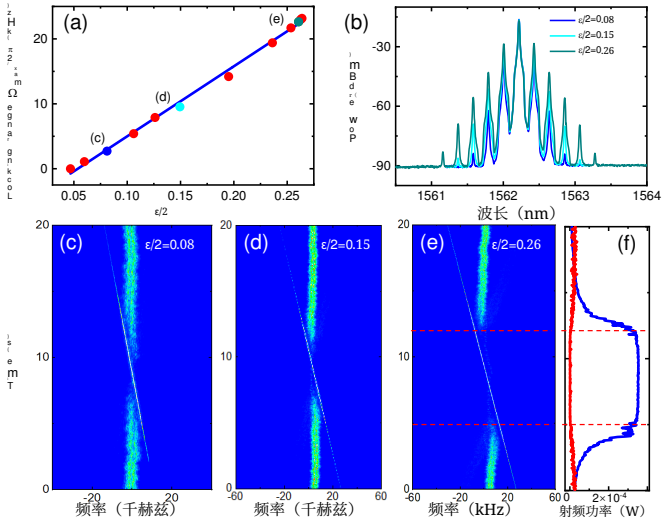

图 6。（a）不同调制强度下的锁定范围（红色圆圈）。线性拟合斜率 $\Omega_{max}/\pi\epsilon$ 等于

107 84 $4D_2/2\pi$ = 。108.88

kHz，约等于 kHz。（b）具有不同调制功率的调制泵浦激光器的典型光谱，对应的调制强度为 $\epsilon/2$ = 0.08、0.15、0.26。（c-e）在（b）所示调制强度下，扫描调制频率时，重复频率在 26.048 GHz 附近的典型变化。（f）在（e）中，调制频率（蓝色曲线）和重复频率（红色曲线）的射频功率变化。

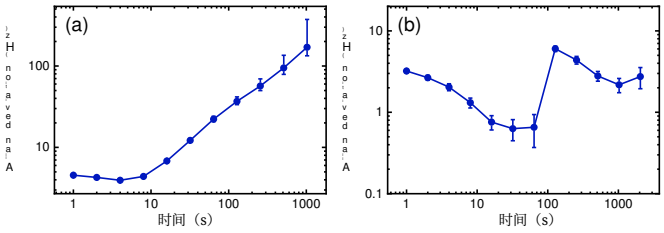

图 7。（a）锁定种子激光器与参考激光器之间拍频的阿伦偏差。由于这两台激光器具有相近的频率稳定度，锁定种子激光器的阿伦偏差应除以 $\sqrt{2}$。（b）参考激光器通过光纤频率梳系统进行参考后，其阿伦偏差，用于消除超低膨胀腔的频率漂移。

借助声光调制器（AOM）和周期极化铌酸锂（PPLN）波导，以提高长期稳定性。倍频激光器双程通过 ^{87}Rb 气室以获得饱和吸收光谱。如图8(a) 所示，原子跃迁（$5^2S_{1/2}$ (F=2) 至 $5^2P_{1/2}$(F'=(2,3)）的线宽约为 3 MHz，这是由于检测到的激光频率从 384 THz 减半至 192 THz。随后，倍频激光器（～ 384THz）通过 Pound-Drever-Hall（PDH）锁定锁定到原子跃迁。PDH锁定对应的误差信号如图8(b) 所示，锁定点以红色圆圈标出。通过这两个锁定系统，短期

泵浦激光器的稳定性主要取决于超低膨胀腔，而泵浦激光器的长期稳定性主要取决于原子跃迁。为表征泵浦激光器的稳定性，将参考激光器接入光纤频率梳系统，以抵消超低膨胀腔的频率漂移，参考激光器的阿伦偏差如图7（b）所示。然而，短期稳定性也受到较宽原子跃迁的干扰。为尽量减小干扰，将比例积分微分（PID）的P参数设置得相对较小。短期稳定性在1秒时仍从3.8赫兹退化至18赫兹，该数值由正文图4中频率梳齿的阿伦偏差估算得到。

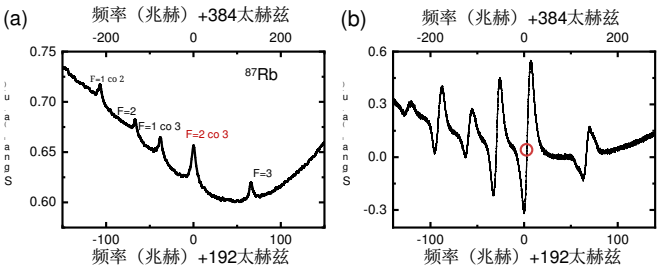

图8. (a) 检测到的^{87}Rb饱和吸收光谱。(b) 对应的PDH锁定误差信号，锁定点以红色圆圈标出。

经费资助

本研究得到中国国家重点研发计划（项目编号：2020YFB2205801）、量子科学与技术创新计划（2021ZD0303203）、国家自然科学基金（项目编号：12293052、12293050、11934012、12104442和92050109）、中国科学院青年科学家基础研究项目（YSBR-069）以及中央高校基本科研业务费专项资金的支持。W.Q.W.和W.F.Z.感谢中国科学院战略性先导科技专项（项目编号：XDB24030600）的支持。

致谢

作者感谢Q. F. Yang和J. M. Cui。本研究部分工作在中国科学技术大学微纳研究与制造中心完成。

披露

作者声明不存在利益冲突。

数据可用性

本文所呈现结果的相关数据目前尚未公开，但可在合理请求后向作者获取。

* 这些作者对本研究贡献相同。 † clzou321@ustc.edu.cn

‡ yfxiao@pku.edu.cn § wfuzhang@opt.ac.cn ¶ chunhua@ustc.edu.cn

[1] T. J. Kippenberg、A. L. Gaeta、M. Lipson 和 M. L. Gorodetsky，《科学》361 (2018)。[2] T. Herr、V. Brasch、J. D. Jost、C. Y. Wang、N. M. Kon- dratiev、M. L. Gorodetsky 和 T. J. Kippenberg，《自然·光子学》8，145 (2014)。[3] W. Wang、L. Wang 和 W. Zhang，《先进光子学》2，034001 (2020)。[4] J. Liu、F. Bo、L. Chang、C.-H. Dong、X. Ou、B. Regan、X. Shen、Q. Song、B. Yao、W. Zhang、*et al.*，《中国科学：物理学 力学 天文学》65，1 (2022)。[5] P. Trocha、M. Karpov、D. Ganin、M. H. Pfeiffer、A. Kordts、S. Wolf、J. Krockenberger、P. Marin-Palomo、C. Weimann、S. Randel、*et al.*，《科学》359，887 (2018)。[6] J. Wang、Z. Lu、W. Wang、F. Zhang、J. Chen、Y. Wang、J. Zheng、S. T. Chu、W. Zhao、B. E. Little、*et al.*，《光子学研究》8，1964 (2020)。[7] Q.-F. Yang、M.-G. Suh、K. Y. Yang、X. Yi 和 K. J. Va- hala，载于 *CLEO: Science and Innovations* (美国光学学会，2017)，第 SM4D–4 页。[8] A. Dutt、C. Joshi、X. Ji、J. Cardenas、Y. Okawachi、K. Luke、A. L. Gaeta 和 M. Lipson，《科学进展》4，e1701858 (2018)。[9] M. Yu、Y. Okawachi、A. G. Griffith、N. Picqu´e、M. Lip- son 和 A. L. Gaeta，《自然·通讯》9，1 (2018)。[10] Q.-F. Yang、B. Shen、H. Wang、M. Tran、Z. Zhang、K. Y. Yang、L. Wu、C. Bao、J. Bowers、A. Yariv、*et al.*，《科学》363，965 (2019)。[11] Z. L. Newman、V. Maurice、T. Drake、J. R. Stone、T. C. Briles、D. T. Spencer、C. Fredrick、Q. Li、D. Westly、B. R. Ilic、*et al.*，《光学》6，680 (2019)。[12] F.-X. Wang、W. Wang、R. Niu、X. Wang、C.-L. Zou、C.- H. Dong、B. E. Little、S. T. Chu、H. Liu、P. Hao、*et al.*，《激光与光子学评论》14，1900190 (2020)。[13] H.-J. Chen、Q.-X. Ji、H. Wang、Q.-F. Yang、Q.-T. Cao、Q. Gong、X. Yi 和 Y.-F. Xiao，《自然·通讯》11，1 (2020)。[14] P. Marin-Palomo、J. N. Kemal、M. Karpov、A. Kordts、J. Pfeifle、M. H. Pfeiffer、P. Trocha、S. Wolf、V. Brasch、M. H. Anderson、*et al.*，《自然》546，274 (2017)。[15] B. Corcoran、M. Tan、X. Xu、A. Boes、J. Wu、T. G. Nguyen、S. T. Chu、B. E. Little、R. Morandotti、A. Mitchell、*et al.*，《自然·通讯》11，1 (2020)。[16] W. Liang、D. Eliyahu、V. S. Ilchenko、A. A. Savchenkov、A. B. Matsko、D. Seidel 和 L. Maleki，《自然·通讯》6，1 (2015)。[17] J. Liu、E. Lucas、A. S. Raja、J. He、J. Riemensberger、R. N. Wang、M. Karpov、H. Guo、R. Bouchand 和

T. J. Kippenberg, 《自然·光子学》14，486 (2020)。[18] D. T. Spencer、T. Drake、T. C. Briles、J. Stone、L. C. Sinclair、C. Fredrick、Q. Li、D. Westly、B. R. Ilic、A. Bluestone、 *et al.*, 《自然》557，81 (2018)。[19] Y. Bai、M. Zhang、Q. Shi、S. Ding、Y. Qin、Z. Xie、X. Jiang 和 M. Xiao, 《物理评论快报》126，063901 (2021)。[20] T. Tan、Z. Yuan、H. Zhang、G. Yan、S. Zhou、N. An、B. Peng、G. Soavi、Y. Rao 和 B. Yao, 《自然·通讯》12，6716 (2021)。[21] E. Obrzud、M. Rainer、A. Harutyunyan、M. H. Ander- son、J. Liu、M. Geiselmann、B. Chazelas、S. Kunder- mann、S. Lecomte、M. Cecconi、A. Ghedina、E. Molinari、F. Pepe、F. Wildi、F. Bouchy、T. J. Kippenberg 和 T. Herr, 《自然·光子学》13，31 (2019)。[22] R. Niu、S. Wan、J. Li、R.-C. Zhao、C.-L. Zou、G.-C. Guo 和 C.-H. Dong, 《IEEE光子学期刊》13，6801204 (2021)。[23] R. Niu、M. Li、S. Wan、Y. R. Sun、S.-M. Hu、C.-L. Zou、G.-C. Guo 和 C.-H. Dong, 《自然·通讯》14，169 (2023)。[24] J. R. Stone、T. C. Briles、T. E. Drake、D. T. Spencer、D. R. Carlson、S. A. Diddams 和 S. B. Papp, 《物理评论快报》121，063902 (2018)。[25] P. Del'Haye、O. Arcizet、A. Schliesser、R. Holzwarth 和 T. J. Kippenberg, 《物理评论快报》101，053903 (2008)。[26] T. Tetsumoto、J. Jiang、M. E. Fermann、G. Navickaite、M. Geiselmann 和 A. Rolland, 《OSA Continuum》4，1348 2021( )。[27] Q.-F. Yang、Q.-X. Ji、L. Wu、B. Shen、H. Wang、C. Bao、Z. Yuan 和 K. Vahala, 《自然·通讯》12，1442 2021( )。[28] W. Weng、E. Lucas、G. Lihachev、V. E. Lobanov、H. Guo、M. L. Gorodetsky 和 T. J. Kippenberg, 《物理评论快报》122，013902 (2019)。[29] D. C. Cole、J. R. Stone、M. Erkintalo、K. Y. Yang、X. Yi、K. J. Vahala 和 S. B. Papp, 《光学》5，1304 (2018)。[30] L. Stern、J. R. Stone、S. Kang、D. C. Cole、M.-G. Suh、C. Fredrick、Z. Newman、K. Vahala、J. Kitching、S. A. Diddams、 *et al.*, 《科学进展》6，eaax6230 (2020)。[31] J. Kitching, 《应用物理评论》5，031302 (2018)。[32] X. Wang、P. Xie、W. Wang、Y. Wang、Z. Lu、L. Wang、S. T. Chu、B. E. Little、W. Zhao 和 W. Zhang, 《光子学研究》9，66 (2021)。[33] Z. Lu、H.-J. Chen、W. Wang、L. Yao、Y. Wang、Y. Yu、B. Little、S. Chu、Q. Gong、W. Zhao、 *et al.*, 《自然·通讯》

《自然·通讯》12, 1 (2021)。[34] J. Xie, J.-Q. Wang, Z.-B. Wang, X.-X. Hu, X. Guo, R. Niu, J. B. Surya, J.-Z. Zhang, C.-H. Dong, G.-C. Guo, *et al.*《光学快报》44, 1150 (2019)。[35] M. Nickerson，JILA、科罗拉多大学和美国国家标准与技术研究院 (2019)。[36] E. D. Black, 《美国物理学杂志》69，79 (2001)。[37] Y. Geng, X. Huang, W. Cui, Y. Ling, B. Xu, J. Zhang, X. Yi, B. Wu, S.-W. Huang, K. Qiu, *et al.*《光学快报》43, 2406 (2018)。[38] S. Zhang, J. M. Silver, L. Del Bino, F. Copie, M. T. Woodley, G. N. Ghalanos, A. Ø. Svela, N. Moroney, 和 P. Del'Haye, 《光学》6, 206 (2019)。[39] H. Zhou, Y. Geng, W. Cui, S.-W. Huang, Q. Zhou, K. Qiu, 和 C. W. Wong, 《光：科学与应用》8, 50 (2019)。[40] R. Niu, S. Wan, Z.-Y. Wang, J. Li, W.-Q. Wang, W.-F. Zhang, G.-C. Guo, C.-L. Zou, 和 C.-H. Dong, 《IEEE光子学技术快报》33，788 (2021)。[41] Z. Lu, H.-J. Chen, W. Wang, L. Yao, Y. Wang, Y. Yu, B. E. Little, S. T. Chu, Q. Gong, W. Zhao, X. Yi, Y.-F. Xiao, 和 W. Zhang, 《自然·通讯》12, 3179 (2021)。[42] S. Wan, R. Niu, Z.-Y. Wang, J.-L. Peng, M. Li, J. Li, G.-C. Guo, C.-L. Zou, 和 C.-H. Dong, 《光子学研究》8, 1342 (2020)。[43] S. Camatel 和 V. Ferrero, 《光波技术杂志》26, 3048 (2008)。[44] T. E. Drake, T. C. Briles, J. R. Stone, D. T. Spencer, D. R. Carlson, D. D. Hickstein, Q. Li, D. Westly, K. Srini-vasan, S. A. Diddams, *et al.*《物理评论X》9, 031023 (2019)。[45] M. T. Hummon, S. Kang, D. G. Bopp, Q. Li, D. A. Westly, S. Kim, C. Fredrick, S. A. Diddams, K. Srini-vasan, V. Aksyuk, *et al.*《光学》5, 443 (2018)。[46] J. Guo, C. A. McLemore, C. Xiang, D. Lee, L. Wu, W. Jin, M. Kelleher, N. Jin, D. Mason, L. Chang, A. Fe-shali, M. Paniccia, P. T. Rakich, K. J. Vahala, S. A. Did-dams, F. Quinlan, 和 J. E. Bowers, 《科学进展》8, eabp9006 (2022)。[47] M. Zhang, B. Buscaino, C. Wang, A. Shams-Ansari, C. Reimer, R. Zhu, J. M. Kahn, 和 M. Lonˇ car, 《自然》568, 373 (2019)。