突破半条纹极限的闭环双通道原子束干涉

Wei-Chen Jia 1,2, Yue Xin 1,2, Ke Shen 1,2, Zhi-Xin Meng 3, Xiang-Xiang Lu 4, Yi-Cheng Deng 3, Yuan-Xing Liu 5,6, 以及 Yan-Ying Feng [1],2,[*1]
[1] *A-Knows Lab, Department of Precision Instruments, Tsinghua University, Beijing 100084, China*
[2] *State Key Laboratory of Precision Measurement Technology and Instruments, Beijing 100084, China*
[3] *Beijing Institute of Aerospace Control Devices, Beijing 100854, China*
[4] *Tianjin Key Laboratory of Quantum Precision Measurement Technology, Tianjin 300131, China*
[5] *State Key Laboratory of Ocean Sensing, Zhejiang University, Hangzhou 310058, China and*
[6] *College of Optical Science and Engineering, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China*(日期：2026年3月17日)

arXiv:2603.14777v1 [physics.atom-ph] 16 Mar 2026

原子干涉惯性传感器具有卓越的灵敏度，但从根本上受限于物质波干涉的周期性相位响应，这种响应带来固有的半条纹动态范围限制，并使连续惯性跟踪难以实现。在多轴配置中，加速度与旋转之间额外的交叉耦合进一步增加了闭环运行的复杂性。在此，我们展示了首个原子束干涉仪双通道闭环运行，实现了对加速度和旋转引起的相位进行解耦反馈控制，并突破了半条纹限制。利用连续横向冷却的 ^{87}Rb原子束，我们分别提取与旋转和加速度相关的干涉相位，在多个条纹范围内进行跟踪，并通过拉曼频率调制主动补偿。该闭环方案可实现对高达$\pm 1\,^\circ$/s的旋转和 ± 0.17 g的加速度进行无歧义测量，同时保持较高的条纹对比度，使测量范围较传统半条纹极限扩大近两个数量级。该传感器在平均时间为 1000 s 时，旋转的长期稳定性达到$4\times10^{-4}\,^\circ$/h，加速度的长期稳定性达到 $4\,\mu$g。通过将固有的周期性干涉响应转化为稳定的相位编码惯性通道，本研究为原子束干涉测量开辟了新的工作模式，并推动物质波传感器迈向动态条件下实用的量子惯性导航。

DOI： 用于二次出版和信息检索。

原子干涉仪为精密惯性测量提供了本质稳定的平台，其中惯性力被编码在物质波累积的量子相位中。其卓越的灵敏度已推动其应用范围从基础物理测试[1–3] 拓展至量子惯性导航 [4–10]。尽管灵敏度极高，干涉输出在相位上本质上具有周期性，因此受到半条纹动态范围限制 $\pm\pi/2$，无法实现无歧义的惯性跟踪 [11]。此外，纵向速度弥散会导致相位平均，从而降低条纹对比度，并限制动态条件下的鲁棒性 [12]。这些固有约束使原子干涉仪无法作为持续稳定的惯性基准运行。

人们已探索多种策略来缓解这些局限。与经典惯性传感器混合可扩展可测范围，但会引入额外噪声源和系统误差 [13–16]。缩短探测时间或减小干涉仪面积可扩大动态范围，但会以牺牲灵敏度为代价 [17]。干涉仪工程方案——包括多物种运行 [18]，复合条纹 [19, 20]，和速度调制 [21]——会增加实验复杂性，或损害带宽和数据速率。此外，这些方法无法缓解宽原子速度分布所导致的退相干，而这一问题在原子束干涉仪中尤为严重。速度工程和三维冷却 [22–25] 只能缓解由此产生的相位色散，却要以牺牲原子通量和增加系统复杂性为代价。这些方法均无法从根本上消除内在的相位周期性，而这种周期性最终限制了连续惯性跟踪。

闭环控制提供了一条本质上截然不同的途径。通过主动补偿惯性相移，并将干涉仪锁定在线性响应区域，闭环运行可消除半条纹歧义，同时抑制相位色散。连续原子束尤其适用于闭环惯性传感，因为其本身具有较高的数据速率和近乎连续的采样能力。这可最大限度地减少死时间引起的相位混叠，提高可实现的环路带宽，并在动态惯性输入下实现稳健的多条纹相位跟踪。初步演示已验证了单轴实现方案 [12, 22, 26]。然而，目前仍缺少一种统一架构，能够同时且彼此解耦地对旋转和加速度实施闭环控制——这对于实用的惯性导航至关重要。

在此，我们展示了原子束干涉仪中首个解耦式双通道闭环运行，其加速度和旋转的动态范围均较各自固有的半条纹极限提升近两个数量级。尽管动态范围大幅扩展，传感器仍保持长期稳

* yyfeng@tsinghua.edu.cn

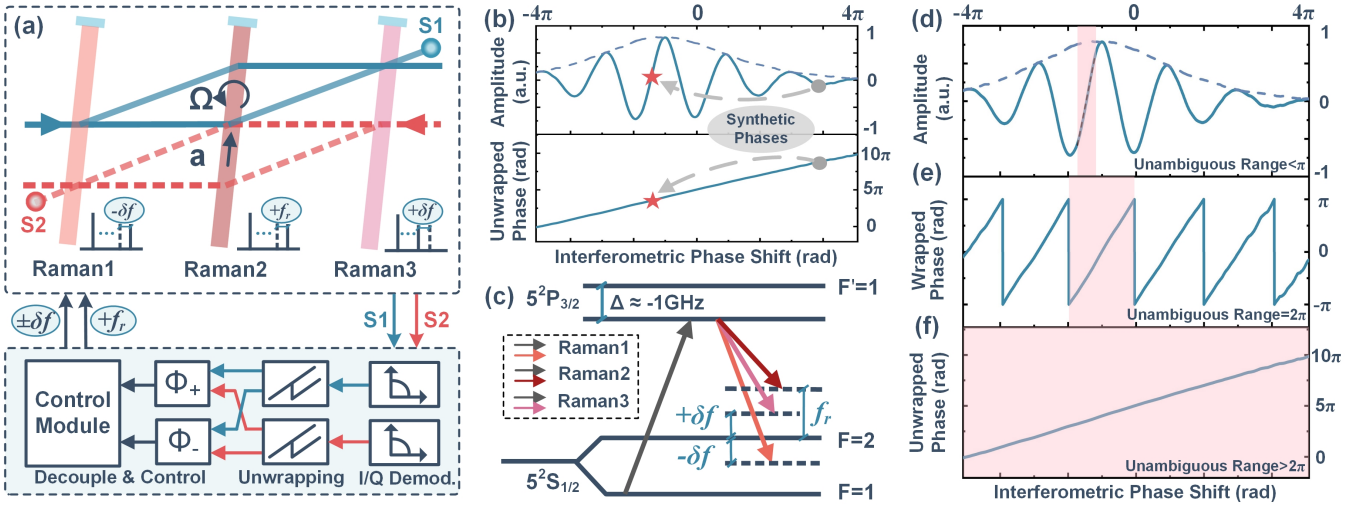


图 1. 超越传统半条纹限制的闭环原子干涉惯性传感概念。(a) 拉曼马赫–曾德尔（MZ）原子干涉惯性传感器的闭环架构，可同时对加速度和旋转进行解耦反馈控制。(b) 在闭环运行中，干涉相位锁定在条纹中点，从而避免固有的半条纹歧义并抑制条纹衰减效应，进而扩大可用动态范围。(c) 通过调制拉曼失谐，实现对加速度和旋转引起的相移进行独立控制。(d–f) 开环干涉读出及其无歧义范围的演变。(d) 传统开环读出由于干涉信号的正弦相位依赖关系而受到固有的半条纹限制。(e) 正交解调可直接提取相位，并在一个完整干涉周期内提供线性响应。(f) 相位解缠可实现跨多个干涉周期运行，进一步扩大开环无歧义范围，但仍容易受到速度色散导致的条纹衰减影响。(d)–(f) 中的阴影区域表示相应的无歧义测量范围。

定性，在平均时间为 1000s 时，旋转测量达到 $4 \times 10^{-4}\,^{\circ}/\mathrm{h}$，加速度测量达到 $4\,\mu\mathrm{g}$。不同于以往的实现，本研究在完整的量子架构中，将解耦式双通道反馈控制与基于相位的线性读出融为一体，从而为原子束干涉仪建立了一种兼具大动态范围与长期稳定性的闭环运行范式。

双光子受激拉曼跃迁 [27] 可作为物质波的相干分束器和反射镜，耦合 ^{87}Rb原子的超精细基态$|5^2S_{1/2}, F=1\rangle$ 和 $|5^2S_{1/2}, F=2\rangle$ 同时赋予动量 $\hbar k_{\mathrm{eff}}$。一个 $\pi/2 - \pi - \pi/2$ 脉冲序列实现了一个拉曼马赫–曾德尔干涉仪，在该干涉仪中，原子依次采样三次拉曼相互作用的光学相位，从而产生由惯性贡献和激光诱导贡献共同决定的干涉相位，如图1（a）所示。

为克服动态范围限制，采用闭环方案，通过合成相移补偿惯性相位，并将干涉仪锁定在其最佳工作点 [图1(b)]。通过调制双光子拉曼失谐，将合成相位直接引入相干演化。具体而言，对两个$\delta_{1,3} = \mp\delta f$ 脉冲施加大小相等、方向相反的失谐，同时对 $\pi/2$ 脉冲施加独立的失谐 $\delta_2 = f_r$，如 π 脉冲[图1(c)]。这些失谐会相应改变激光相位：$\Delta\phi_{0,i} = 2\pi\delta_i t$，从而产生复合相移 $\Delta\phi_{0,1} - 2\Delta\phi_{0,2} + \Delta\phi_{0,3}$，为惯性相位累积提供可调的合成补偿。该配置确保合成相位以相反符号进入两个干涉仪，从而能够独立控制加速度和旋转通道。

为生成能够分别表征旋转和加速度的合成相位，采用了双马赫–曾德尔构型。得益于对称几何结构，加速度和旋转分别编码在两个干涉相位的平均值与半差值中，从而实现对两个惯性通道的复合式解耦闭环控制 [图1（a）]。两个干涉信号可表示为 [28]

$$
\begin{aligned}
S_1 &= A_1 + \frac{C_1}{2}\cos\Big[k_{\mathrm{eff}}aT^2 - 2k_{\mathrm{eff}}\Omega LT - 4\pi f_r(t_0+T) \\
&\qquad + 4\pi\delta fT + \phi_0\Big], \\
S_2 &= A_2 + \frac{C_2}{2}\cos\Big[-k_{\mathrm{eff}}aT^2 - 2k_{\mathrm{eff}}\Omega LT - 4\pi f_r(t_0+T) \\
&\qquad - 4\pi\delta fT + \phi_0'\Big],
\end{aligned}
\tag{1}
$$

这里，$T = L/v$ 表示相邻拉曼相互作用之间的探测时间，L 表示空间间距，v 表示原子速度。参数 t_0 表示干涉序列的初始时刻，而 ϕ_0

而 ϕ_0' 和 ϕ_0' 分别表示两个干涉仪的初始激光相位。这些表达式表明，惯性相位和合成相位以相反的对称性进入两个干涉仪，因此可以通过求和与求差实现解耦。

将两个干涉相位记为 Φ_1 和 Φ_2，惯性耦合可简洁地表示为

$$\mathbf{\Phi} = \mathbf{M}\begin{pmatrix} a \\ \Omega \end{pmatrix} + \mathbf{B}u + \mathbf{\Phi}_0, \tag{2}$$

其中，$\mathbf{M}$ 表示惯性耦合矩阵，$\mathbf{u}$ =$(4\pi\delta f T,\ -4\pi f_r T)^T$ 表示合成相位控制参数。变换至和差基$\Phi_\pm = (\Phi_1 \pm \Phi_2)/2$后，耦合矩阵可对角化，

$$\begin{pmatrix} \Phi_- \\ \Phi_+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} k_{\text{eff}}T^2 & 0 \\ 0 & -2k_{\text{eff}}LT \end{pmatrix}\begin{pmatrix} a \\ \Omega \end{pmatrix} + 4\pi T\begin{pmatrix} \delta f \\ -f_r \end{pmatrix} + \mathbf{\Phi}_{0,\mp}, \tag{3}$$

清楚地展示了加速度通道与旋转通道彼此解耦。

通过将信号编码为频率为 $2f_r$ 的相位调制载波，并在 $4\pi f_r$处进行正交解调，即可提取干涉相位。利用数字希尔伯特变换获得解析信号，可直接进行相位提取，使系统在开环运行时于 $\pm\pi$ 范围内呈现本征线性相位响应，且无需进行条纹幅度校准。传统干涉读出仅测量干涉相位的余弦投影，因此存在固有的半条纹歧义。正交检测可重建完整的复数干涉相量，从而在整个 2π 范围内直接提取相位。通过相位解缠实现多条纹跟踪，在高数据速率条件下校正周期间的 2π 不连续性。因此，该干涉仪作为相位编码量子传感器运行，而非条纹幅度检测器。

图1(d–f) 实验展示了相位解调方案及其带来的开环动态范围扩展。通过调制失谐 δf来扫描干涉相位，这会引入相移 $\phi = 4\pi\delta f t$。通过正交检测获得的解调条纹幅度如图1(d) 所示，呈现出带有衰减包络的传统正弦干涉响应。在这种表示方式下，条纹中心附近的单调区域之外的测量会变得模糊不清，这对应于传统的半条纹无歧义范围。通过重建解析信号，则可直接利用正交解调提取干涉相位，如图1(e) 所示，在中间条纹附近得到线性相位响应，同时在区间$[-\pi, \pi]$内提供缠绕相位读出，而无需进行条纹幅度校准。进一步应用相位解缠，可实现跨越连续 2π 个相位周期的连续跟踪，得到图1(f) 所示的解缠相位演化。在我们的实验中，开环相位跟踪范围扩展至约为 $\pm 4\pi$。与幅度读出相比，这种相位编码与解缠技术显著扩大了可测范围，可避免错误的闭环锁定，并使系统能够更稳健地响应快速变化的惯性输入。然而，该方法仍受限于速度分布引起的退相干所导致的对比度降低，因此需要采用下文所述的闭环相位补偿方案。

为在存在纵向速度展宽的情况下保持条纹对比度，闭环控制器使锁定相位满足一阶速度不敏感性。施加 $\partial\Phi_+/\partial v = 0$ 和 $\partial\Phi_-/\partial v = 0$后，可推导出锁定点：

$$\Phi_{\Omega,cl} = \Phi_{0,+}, \qquad \Phi_{a,cl} = 2\pi(L/v_{eq})\delta f + \Phi_{0,-}, \tag{4}$$

其中，v_{eq} 表征有效系综速度。需要强调的是，$\Phi_{a,\ cl}$ 并非恒定，而是随 δf线性变化，这是因为加速度诱导相移 $\phi_a = k_{\text{eff}} a T^2$ 与合成相位项 $\phi_s = 4\pi\delta f T$具有不同的速度标度。旋转和加速度通道稳定后，可得：

$$\Omega = -\frac{2\pi f_r}{k_{\text{eff}}L}, \qquad a = -\frac{2\pi v_{\text{eq}}\delta f}{k_{\text{eff}}L}, \tag{5}$$

在此工作状态下，干涉相位得到稳定，而惯性信息则转换为频率控制参数，从而在保持精度的同时扩展动态范围。

实验采用两束反向传播、经横向冷却的 ^{87}Rb 原子束，其纵向速度最概然值为 $\sim$ 200m/s。三对间隔 $2L = 540$ mm 的回射拉曼光束构成双马赫–曾德尔干涉仪 [29]。使用驱动电光调制器的多通道微波合成器，实现对拉曼双光子失谐的独立控制。通过激光诱导荧光探测干涉信号 S_1 和 S_2 。相位提取、基于希尔伯特变换的正交解调、相位解缠和闭环反馈均通过数字方式实现。控制参数 f_r 和 δf 由独立的 PID 控制器以 200 Hz 的频率更新。旋转锁定至 $\Phi_{\text{set1}} = 0$，而加速度则遵循方程（4）中的线性锁定条件。使用精密转台和倾斜平台进行惯性标定，倾斜平台可将重力投影到拉曼波矢方向上。

图中对相位控制行为进行了实验研究。2对于旋转传感，开环调制表明，干涉相位可保持在恒定设定点，同时控制参数 f_r 随施加的旋转线性变化，从而维持最大条纹对比度 [图 2(a,b)]。类似地，对于加速度传感，最优锁定点与 δf呈线性关系，这与公式（4）[图 2(c,d)]一致。在两个通道中，均通过正交解调同时提取振幅和相位，证实在扩展范围内实现了线性相位读出。

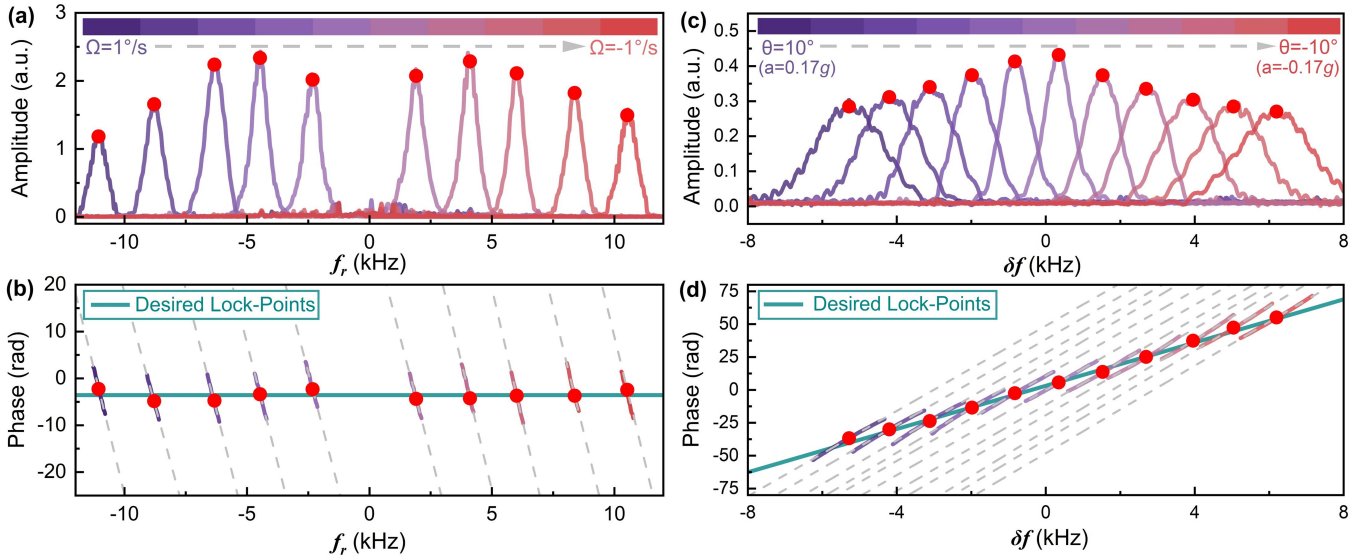


图2. 双通道闭环运行的相位控制演示。(a,b) 在不同旋转输入下，左侧干涉仪的干涉振幅(a)和提取相位(b)随拉曼失谐 f_r 的变化。(c,d) 在不同加速度输入下，相应的振幅(c)和相位(d)随 δf 的变化。正交解调可同时提供振幅和线性相位读出。

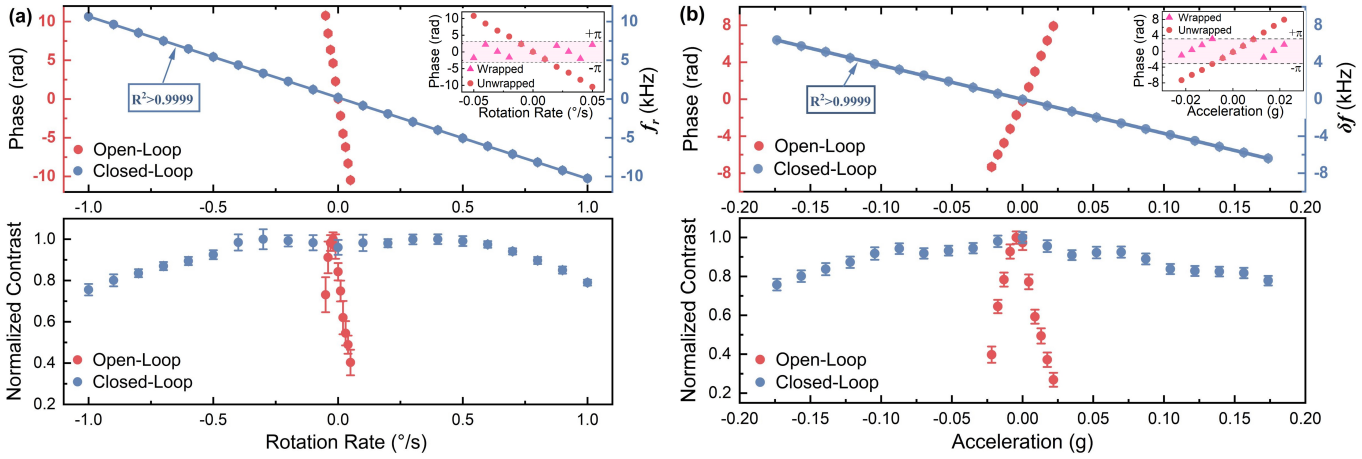


图3. 闭环运行下的动态范围扩展。(a) 旋转标定，对比开环运行（相位输出）与闭环运行（频率编码输出）。下图：相应的归一化条纹对比度。(b) 加速度标定（上图）及相关条纹对比度（下图）。插图：比较采用和不采用相位解缠的开环运行。

图 3 量化了闭环运行带来的动态范围增强。开环模式下，可测范围受限于固有的半条纹区间。闭环运行时，惯性信号直接编码在控制参数f_r 和 δf中，从而能够跨越多个条纹连续跟踪，同时保持高对比度。对于旋转[图 3(a)]，动态范围扩展至 $\pm 1\,^\circ/\mathrm{s}$，相较于固有的半条纹动态范围，惯性动态范围扩大了近两个数量级，且对比度几乎没有降低。对于加速度 [图 3(b)]，传感器实现的范围为 $\pm 0.17\mathrm{g}$，同时保持干涉可见度。插图表明，仅相位解缠即可扩展开环范围，但无法防止对比度损失，突显了闭环补偿的关键作用。

我们分析了测得的标度因子相对于其标称值的偏差。对于旋转传感，预期标度因子为 $-k_{\mathrm{eff}}L/(2\pi) = -12082\ \mathrm{Hz}/(^\circ/\mathrm{s})$，而实验提取的值为 $-10473\mathrm{Hz}/(^\circ/\mathrm{s})$，对应的相对偏差为 13.32%。这一差异主要归因于原子束构型固有的速度选择效应

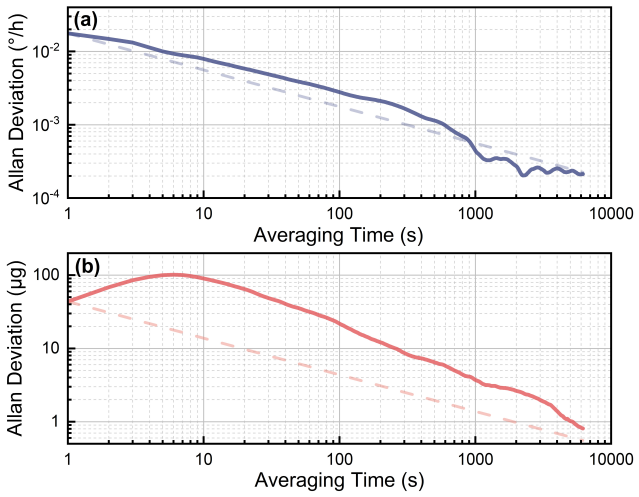


图 4. 双轴惯性传感器的长期稳定性。在 25,000 s 内测得的旋转（a）和加速度（b）的阿伦偏差。虚线表示 $1/\sqrt{\tau}$ 依赖关系，其中 τ 为平均时间。

。参与真实旋转测量的有效纵向速度（$v_{eq,\ r}$）以及通过 f_r 调制产生的合成旋转所对应的有效纵向速度（$v_{eq,\ f}$）分别标定为 $v_{eq,\ r} = (190.64 \pm 0.65)$ m/s 和 $v_{eq,\ f} = (165.72 \pm 0.52)$ m/s。二者 13.16% 的相对差异与观测到的标度因子偏差高度一致，表明物理相位补偿与合成相位补偿之间不完善的速度等效性是系统误差的主要来源。通过缩窄或主动选择纵向速度分布，有望进一步改善这一问题，从而降低闭环响应中的速度相关加权。该分析凸显了速度分布在原子束闭环干涉测量中的核心作用。

与图 2中观察到的包络衰减类似，即使在闭环运行下，随着惯性输入增加，条纹对比度仍会逐渐降低。条纹对比度可写为

$$C = \left| \int P(v)\, e^{i\Phi(v)}\, \mathrm{d}v \right|, \tag{6}$$

其中，$\Phi(v)$表示与速度相关的干涉相位，$P(v)$表示纵向速度分布。

将 $\Phi(v)$ 在中心速度 v_0 附近展开，

$$\begin{aligned} \Phi(v) = \Phi(v_0) + \left.\frac{\partial \Phi}{\partial v}\right|_{v_0} (v - v_0) \\ + \frac{1}{2} \left.\frac{\partial^2 \Phi}{\partial v^2}\right|_{v_0} (v - v_0)^2 + \cdots, \end{aligned} \tag{7}$$

表明对比度降低源于残余的速度相关相位色散。

对于旋转传感，$v_{eq,\ r}$ 与$v_{eq,\ f}$ 之间的不完全等效使速度相关性无法完全抵消，导致高阶导数 $\partial^n \Phi_+ / \partial v^n$ 不为零，并加快对比度衰减 [30]。相比之下，对于加速度传感，闭环条件要求 $\partial \Phi_- / \partial v = 0$，从而消除一阶速度相关相位项。剩余的高阶项使得在较大的惯性输入下，条纹对比度的残余衰减较慢。这一行为表明，闭环运行能够抑制一阶速度色散，但无法消除有限速度展宽所固有的高阶退相干。

除了大幅扩展动态范围外，该传感器还同时实现了长期偏置稳定性。通过高信噪比的正交解调提取惯性相位，同时最大限度地降低技术噪声和漂移源，包括激光相位噪声、射频波动和环境扰动。额外的温度补偿可抑制残余系统漂移。如图4所示，在平均时间为 1000s 时，旋转的阿伦偏差稳定性达到$4 \times 10^{-4}\,^\circ/\mathrm{h}$，加速度的阿伦偏差稳定性达到 $4\,\mu\mathrm{g}$，表明双通道系统可稳定运行 25,000 s。

通过提高拉曼相干操控的效率来增强干涉对比度，还可进一步改善性能。由于短期灵敏度与条纹对比度成反比，因此提高对比度可直接改善信噪比。在切实可行的对比度增强和噪声抑制条件下，偏置稳定性有望提高一个数量级；即使缩短干涉仪长度，原子束干涉陀螺仪也有望进入 $10^{-5}\,^\circ/\mathrm{h}$ 量级。上述前景凸显了闭环原子束架构在紧凑型高性能惯性传感器中的可扩展性。

总之，我们展示了首个原子干涉惯性传感器，可在旋转和加速度两个通道上实现同时且解耦的闭环控制。通过将干涉相位稳定在抵抗固有相位周期性和速度诱导失相的状态下，该传感器在保持稳定性的同时，将可用动态范围扩展至远超传统$[-\pi/2, \pi/2]$ 线性区域近两个数量级。该全量子架构无需辅助惯性传感器或复杂的测量序列即可支持高数据更新率，从而能够在动态条件下实现稳定的双通道运行。

更广泛地说，本研究为原子束干涉测量确立了一种新的工作模式：惯性信息直接编码在控制参数中，而非条纹幅度中。该方法将原子干涉仪从条纹幅度传感器转变为稳定的相位编码量子惯性传感器，推动物质波干涉测量迈向实用的惯性参考系统，使其能够在现实动态条件下运行。

[1]G. Rosi, F. Sorrentino, L. Cacciapuoti, M. Prevedelli, and G. Tino, 《使用冷原子精确测量牛顿引力常数》, 《自然》510, 518 (2014)。[2] P. Hamilton, M. Jaffe, P. Haslinger, Q. Simmons, H. M¨uller, and J. Khoury, 《原子干涉测量对暗能量的约束》, 《科学》349, 849 (2015)。[3] L. Zhou, S. Long, B. Tang, X. Chen, F. Gao, W. Peng, W. Duan, J. Zhong, Z. Xiong, J. Wang, *et al.*, 使用双组分双衍射拉曼原子干涉仪在 10^{-8} 量级检验等效原理, Phys. Rev. Lett. 115, 013004 (2015)。[4] T. Gustavson, P. Bouyer, and M. Kasevich, 《使用原子干涉仪陀螺仪进行高精度旋转测量》, Phys. Rev. Lett. 78, 2046 (1997)。[5] D. Durfee, Y. Shaham, and M. Kasevich, 《面积可逆原子干涉仪萨格纳克陀螺仪的长期稳定性》, Phys. Rev. Lett. 97, 240801 (2006)。[6] B. Canuel, F. Leduc, D. Holleville, A. Gauguet, J. Fils, A. Virdis, A. Clairon, N. Dimarcq, C. J. Bord´e, A. Landragin, *et al.*, 《利用冷原子干涉测量的六轴惯性传感器》, Phys. Rev. Lett. 97, 010402 (2006)。[7] I. Dutta, D. Savoie, B. Fang, B. Venon, C. G. Alzar, R. Geiger, and A. Landragin, 《具有 1 nrad/sec 旋转稳定性的连续冷原子惯性传感器》, Phys. Rev. Lett. 116, 183003 (2016)。[8] D. Savoie, M. Altorio, B. Fang, L. A. Sidorenkov, R. Geiger, and A. Landragin, 《用于高灵敏度惯性测量的交错式原子干涉测量》, Sci. Adv. 4, eaau7948 (2018)。[9] R. Gautier, M. Guessoum, L. A. Sidorenkov, Q. Bouton, A. Landragin, and R. Geiger, 《物质波萨格纳克效应的精确测量》, Sci. Adv. 8, eabn8009 (2022)。[10] S. Templier, P. Cheiney, Q. d'Armagnac de Castanet, B. Gouraud, H. Porte, F. Napolitano, P. Bouyer, B. Battelier, and B. Barrett, 《利用混合式量子加速度计三联体追踪矢量加速度》, Sci. Adv. 8, eadd3854 (2022)。[11] K. Bongs, M. Holynski, J. Vovrosh, P. Bouyer, G. Con- don, E. Rasel, C. Schubert, W. P. Schleich, and A. Roura, 《将原子干涉量子传感器从实验室带入现实世界应用》, Nat. Rev. Phys. 1, 731 2019( )。[12] T. Sato, N. Nishimura, N. Kaku, S. Otabe, T. Kawasaki, T. Hosoya, and M. Kozuma, 《补偿速度相关相位色散的原子干涉仪陀螺仪闭环测量》, Phys. Rev. Appl. 23, 044001 (2025)。[13] P. Cheiney, L. Fouch´e, S. Templier, F. Napolitano, B. Battelier, P. Bouyer, and B. Barrett, 《适用于导航的卡尔曼滤波器混合式量子加速度计》, 《Physical Review Applied》10, 034030 (2018)。[14] J. Lautier, L. Volodimer, T. Hardin, S. Merlet, M. Lours, F. Pereira Dos Santos, and A. Landragin, 《混合物质波加速度计与经典加速度计》, Appl. Phys. Lett. 105, 144102 (2014)。[15] S. Merlet, J. Le Gou¨et, Q. Bodart, A. Clairon, A. Lan- dragin, F. P. Dos Santos, and P. Rouchon, 《使原子干涉仪超出其线性范围运行》, Metrologia 46, 87 (2009)。

[16] C. Jekeli, 《Navigation》: 原子干涉仪惯性传感器的导航误差分析, 52, 1（2005）。[17] F. A. Narducci、A. T. Black 和 J. H. Burke, 面向实地应用的原子干涉仪研究进展, 《Advances in Physics: X》7, 1946426（2022）。[18] A. Bonnin、C. Diboune、N. Zahzam、Y. Bidel、M. Cadoret 和 A. Bresson, 多物种原子干涉测量中的惯性测量新概念, 《Appl. Phys. B》124, 181（2018）。[19] C. Avinadav、D. Yankelev、O. Firstenberg 和 N. Davidson, 面向高动态范围传感的复合条纹原子干涉测量, 《Phys. Rev. Appl.》13, 054053（2020）。[20] D. Yankelev、C. Avinadav、N. Davidson 和 O. Firstenberg, 动态范围提升千倍的原子干涉测量, 《Sci. Adv.》10.1126/sciadv.abd0650（2020）。[21] A. T. Black 和 J. M. Kwolek, 增强动态范围的速度调制原子干涉测量, 载于 *Quantum Sensing Imaging and Precision Metrology* , , , 第12447卷（SPIE, 2023）, 第179–183页。[22] Z.-X. Meng、P.-Q. Yan、S.-Z. Wang、X.-J. Li、H.-B. Xue 和 Y.-Y. Feng, 采用连续冷原子束的闭环双原子干涉仪惯性传感器, 《Phys. Rev. Appl.》21, 034050（2024）。[23] H. Xue、Y. Feng、S. Chen、X. Wang、X. Yan、Z. Jiang 和 Z. Zhou, 一种连续冷原子束干涉仪, 《J. Appl. Phys.》117, 094901（2015）。[24] J. Kwolek、C. Fancher、M. Bashkansky 和 A. Black, 用于高对比度原子干涉测量的原子束源三维冷却, 《Phys. Rev. Appl.》13, 044057 2020（）。[25] J. Kwolek 和 A. Black, 用于惯性传感的连续亚多普勒冷却原子束干涉仪, 《Phys. Rev. Appl.》17, 024061（2022）。[26] Q. d' Armagnac de Castanet、C. Des Cognets、R. Ar-guel、S. Templier、V. Jarlaud、V. M´enoret、B. Desruelle、P. Bouyer 和 B. Battelier, 任意方向和旋转速率下的原子干涉测量, 《Nat. Commun.》15, 6406 2024（）。[27] M. Kasevich 和 S. Chu, 利用受激拉曼跃迁的原子干涉测量, 《Phys. Rev. Lett.》67, 181（1991）。[28] 此处, 干涉相位表示为 $\Phi_{\rm MZ} = \phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3$, 其中 ϕ_i（$i = 1$、2、3）表示原子编码的三个拉曼脉冲的相位。左侧干涉仪的相位贡献可写为 $\phi_{MZ,1} = k_{\rm eff} a T^2 - 2k_{\rm eff}\Omega L T - 2\pi\delta f t_0 - 2[2\pi f_r(t_0+T)] + 2\pi\delta f (t_0+2T) + \phi_0$, 其中 ϕ_0 表示干涉仪的初始相位。右侧干涉仪的相位演化可用类似方法求得。[29] P.-Q. Yan、W.-C. Jia、K. Shen、Y. Xin 和 Y.-Y. Feng, 一种连续双轴原子干涉惯性传感器, 《IEEE Trans. Instrum. Meas.》74, 1（2025）。[30] 引入因子 $\alpha(v)$, 用于表征有效速度$v_{eq,r}$ 与$v_{eq,f}$之间的不匹配。随后, 项Φ_+ 可表示为 $\Phi_+(v) = (-2k_{\rm eff}\Omega L^2/\alpha(v) - 4\pi f_r L)/v \quad \alpha\ v$)。当（ ）不随每个速度v保持恒定时, 闭环规律$\Omega = K f_r$ 便无法消除速度依赖性 $\partial^n\Phi_+/\partial v^n$, 从而导致残余速度诱导退相干。