冷原子干涉测量的实时相位控制方法

Mohamed Guessoum、Nathan Marli`ere、Charbel Cherfan、Remi Geiger 和 Arnaud Landragin*LTE*、巴黎天文台、巴黎文理研究大学 ´、索邦大学 ´、 ´里尔大学、*LNE*、法国国家科学研究中心、天文台大道*61*号、巴黎*75014*、法国（日期: 2025年12月23日）

arXiv:2512.19174v1 [physics.atom-ph] 22 Dec 2025

摘要

我们提出了两种在原子干涉仪中实现实时惯性相位补偿的方法。这两种方法分别基于回射镜位置跳变或拉曼激光器频率跳变，在我们的冷原子陀螺仪上均展现出与当前最先进水平相当的性能，与基于光学相位跳变的参考方法表现相当。这些替代方案拓展了原子干涉仪实时惯性相位补偿方法的应用范围，尤其适用于空间应用。

I. 引言

基于冷原子干涉测量的惯性传感器已展现出高灵敏度和高精度 [1] ，可应用于惯性导航、地球物理学或基础物理实验。在大多数此类传感器中，灵敏度受到测量顺序性质的限制，这种测量方式导致对加速度和旋转信号进行采样，并受到测量之间死时间的影响。人们已开发出各种方法来减少这一噪声源及其对性能的影响，例如使用隔振平台来降低其贡献 [2] ，以及与传统传感器进行相关处理，以估计惯性噪声 [3]。进一步的步骤是将量子传感器与传统传感器混合 [4] ，从而利用二者在带宽和长期稳定性方面各自的优势。这一过程一方面涉及传感器数据融合，另一方面涉及对原子干涉仪中的振动噪声进行实时相位补偿（RTC）。特别是，RTC 可确保干涉仪在其中央条纹的中部以最佳灵敏度运行。这些混合方法的应用使其能够将应用领域拓展至可搬运式陆基重力仪 [5], 、星载重力测量 [6, 7], 、可能的重力和加速度捷联测量 [8]，或同时进行加速度和旋转测量 [9, 10]。

仅对原子振动相位进行 RTC，已被证明不仅能够优化用于重力测量 [4, 5] 或加速度测量 [9]的量子传感器的信噪比，也能优化用于旋转测量 [11, 12]的量子传感器的信噪比。所有这些传感器都基于使用双光子拉曼跃迁来操控原子波包。该方法包括

* arnaud.landragin@obspm.fr

在最后一个重组脉冲施加前不久，通过对其中一个激光器施加相位跳变来进行惯性相位补偿。然而，如果考虑处于失重状态的原子传感器，其中的双光子跃迁基于拉曼 [13, 14] 或布拉格 [15] 激光器的反射，那么两台激光器之间的相位差便不再发挥任何作用 [16]。对于旨在检验基础物理 [17]或大地测量学 [18]的太空任务而言，这一点尤为重要。本文展示了实现实时控制的替代方法，这些方法适用于太空或失重状态下的传感器，更广泛地说，也适用于不利用多普勒频移来消除回射构型中相反拉曼或布拉格衍射过程简并性的传感器。

本文首先介绍我们的原子陀螺仪装置，随后依次介绍两种基于反射镜跳变和频率跳变的新方法，最后比较所有方法的旋转测量灵敏度。通过将这些替代方法的效果与采用拉曼激光束之间相位跳变的参考方法进行比较，证明了这些替代方法的实用价值。

II. 实验装置

实验装置已在先前的工作中介绍过 [11, 19]。铯原子被捕获并冷却在由相邻二维磁光阱装载的三维磁光阱（磁光阱）中。随后，利用运动光黏团技术将原子向上发射至干涉区域，并选取处于态 $|F = 4,\ m_F = 0\rangle$ 的原子。接着，原子经历一个总时长为 $2T = 800$ ms 的干涉序列，该序列包含四个面积为$\pi/2 - \pi - \pi - \pi/2$的脉冲，脉冲间隔为 $T/2 - T - T/2$，如图 1 所示。序列结束时，通过荧光测量跃迁至态 $|F = 3,\ m_F = 0\rangle$ 的跃迁概率，从而提取该态标记干涉仪的相移。我们在第四个脉冲之前施加相位补偿，此时几乎可以在整个探测时段内评估振动影响。不过，为了使补偿在最后一个脉冲时完全生效，需要 t_{RTC} 的时间延迟。相位跳变可以补偿惯性相位，并使测量点位于条纹中点，此处的相位灵敏度最高。

原子分束器（$\pi/2$）和反射镜（π）脉冲通过基态的 $|F = 3\rangle$ 和 $|F = 4\rangle$ 超精细能级之间的双光子拉曼跃迁实现。我们称

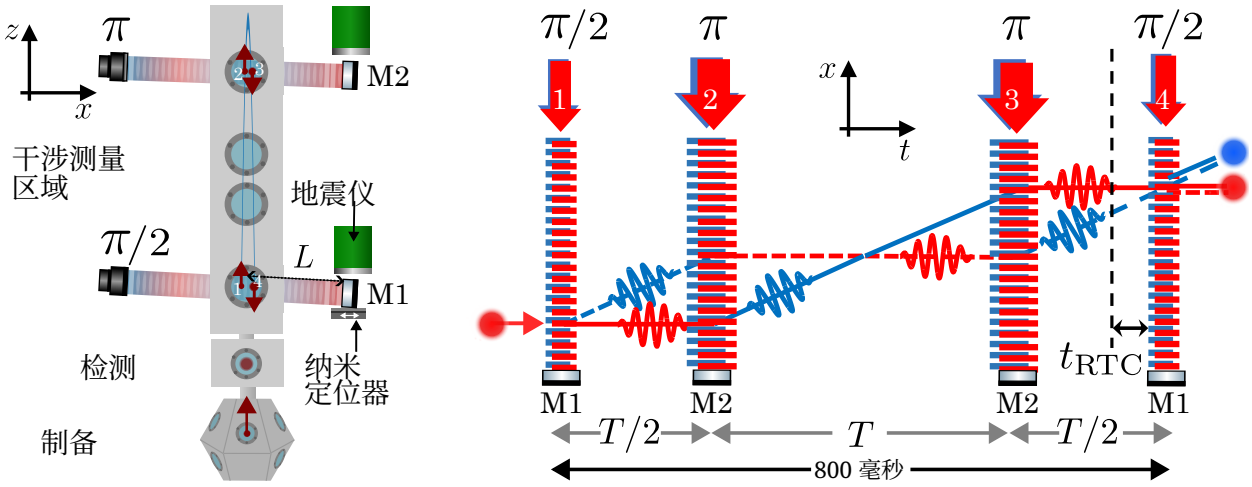

图 1.（左）实验装置示意图。原子云在腔室底部制备，随后沿垂直方向发射，并在由 1 至 4 编号的四个脉冲序列中与两对拉曼激光器相互作用，之后落回探测区域。M1 和 M2：用于反射的拉曼激光器反射镜。L：从反射镜 M1 到第四个脉冲作用时原子云位置的距离。拉曼激光束在垂直方向上略微倾斜 4°。（右）干涉仪序列的时空图示意图。分束器和反射镜由一组面积为 $\pi/2$ 和 π 的拉曼脉冲实现。振动实时补偿在最后一个分束器脉冲开始前 t_{RTC} 时施加。频率为 ω_3（分别为 ω_4）的激光束以红色（分别以蓝色）表示。 $\pi/2$ 脉冲（分别为 π 脉冲）在反射镜 M_1（分别为 M_2）上反射

L3 和 L4 为一对拉曼激光器，其频率调谐至接近 852 nm 的 D2线。L3 的频率ω_3（L4 的频率 ω_4）相对于 $|F'=3\rangle$跃迁红失谐 Δ 至 $|F=3\rangle$（相对于 $|F'=3\rangle$ 跃迁红失谐 Δ 至 $|F=4\rangle$）。激光器 L3 和 L4 锁相，频率差为 $\delta\omega_L = (\omega_3 - \omega_4)$，接近超精细分裂，且相位和频率均可实时调节。激光器 L3（L4）对应的波长为 $k_3 = \omega_3/c$（$k_4 = \omega_4/c$）。

在此类干涉仪中，当哈密顿量至多是位置和动量的二次函数时，两臂之间的总相移可表示为脉冲时刻 [20] 原子波包中心处拉曼激光器相位差的函数。在装置的参考系中，可将其写为：

$$\Delta\Phi = \Phi_{Inert} + \left[\Phi(0) - 2\Phi\left(\frac{T}{2}\right) + 2\Phi\left(\frac{3T}{2}\right) - \Phi(2T)\right], \tag{1}$$

其中， Φ_{Inert} 是与惯性力导致的原子位移有关的累积相位，而 $\Phi(t)$ 是未受扰动轨迹 $\mathbf{r}$ 各位置处拉曼激光器的光相位 ϕ_3 和 ϕ_4 之差。在拉曼激光器完美且不受扰动的情况下，式 1 中的第二项会抵消。

实际上，我们采用这样一种配置：两台拉曼激光器沿同一方向传播，并在反射镜上进行回射。随后，我们可以应用所谓的波矢反转技术，以降低某些系统效应的影响 [21]。这样，原子便可沿一个方向或相反方向被选择性衍射，同时获得动量转移 $\pm\hbar\mathbf{k_{eff}}$，其中 $\mathbf{k_{eff}} = \mathbf{k_3} - \mathbf{k_4}$。为实现这一点，回射镜的方向相对于水平方向略微倾斜 4°，以消除由重力引起的相反多普勒频移所导致的共振条件简并。在此配置中，两对回射拉曼激光器中只有一对与原子发生相互作用。此外，拉曼激光器在其锁定位置与真空室入口之间不会积累相对相位噪声，原子便是在真空室中受到操控的 [11]。驱动跃迁的两台激光器之间的相位差为：

$$\begin{aligned}\Phi^{\pm}(t) &= \left(\omega_3 t + \phi_3^0 - \mathbf{k}_3^{\pm}\cdot\mathbf{r}\right) - \left(\omega_4 t + \phi_4^0 - \mathbf{k}_4^{\pm}\cdot\mathbf{r}\right)\\ &= \delta\omega_L t + \phi_L \mp \mathbf{k}_{\text{eff}}\cdot\mathbf{r},\end{aligned} \tag{2}$$

其中，下标 $+$ and - 表示所选取的拉曼跃迁方向，用于驱动该跃迁； $\phi_L = \phi_3^0 - \phi_4^0$ 表示两台拉曼激光器在真空室入口处的绝对相位之差，而$\mathbf{r}$ 则在仪器的参考系中定义。

III. 实时补偿方法

在我们的干涉仪中，当激光频率差保持恒定（四脉冲干涉仪如此，三脉冲干涉仪也是如此）或按线性规律变化时，由此产生的相位会在四个脉冲过程中相互抵消。本文其余部分需要考虑的激光相关项如下：

$$\Phi^{\pm}(t) = \phi_L \mp \mathbf{k}_{\text{eff}}\cdot\mathbf{r}. \tag{3}$$

迄今为止，通过调整最后一个脉冲前的相位差 ϕ_L ，已实现利用激光相位对惯性相位进行实时控制（RTC） [4]。该方法根据探测期间经典传感器测量值的估计来补偿 Φ_{Inert} 。研究表明，该方法能够很好地施加补偿相位，使其相对于估计误差本身可忽略不计。本文将以该方法作为参考方法，用于验证另外两种方法的有效性，具体内容详见参考文献 [19]。不过，从式 3 的第二项可以看出，还可以通过另外两个参数改变光相位并实现这种补偿：反射镜相对于原子轨迹的位置，以及有效波矢的模。这两种方法示意于图 2，并将在后续章节中详细介绍。

A. 反射镜位置跳变

控制干涉仪相位的第一种方法，是改变其中一个回射镜的位置。由于第一个和最后一个脉冲（分别是第二个和第三个脉冲）均由同一反射镜反射实现，因此反射镜与原子之间的绝对距离 L 无关紧要。但是，在最后一个脉冲之前将反射镜移动 δl ，会使总相移增加：

$$\Delta\Phi^{\pm} = \mp k_{\text{eff}}\,\delta l. \tag{4}$$

实验中，将回射镜 M_1 安装在电压控制纳米定位器（Mad City Labs Nano-OP30 M 型号）上，即可实现这一操作。要扫过一个条纹周期，只需将反射镜移动距离 $\delta l = \lambda/2$，即 ~ 426.2 nm。机械位移近似遵循时间常数为 7.5 ms 的指数运动。相位补偿在 $t_{RTC} = 40$ ms 内完成，因此位置变化可达到 99% 以上，且 t_{RTC} 是 $1/50$ Hz 的整数倍（该频率是导致地震仪信号采集产生噪声的电网频率）。通过在不同位移下、最后一个 $\pi/2$-脉冲之前进行恒定的反射镜位置跳变，并对测得的干涉仪总相位进行积分，确定了纳米定位器的精确比例因子（图3）。测得的比例因子为 43.08(15) rad.V^{-1} ，在整个控制电压范围内保持恒定。结果表明，反射镜的位移为 2.92(1) μ m.V^{-1} ，与

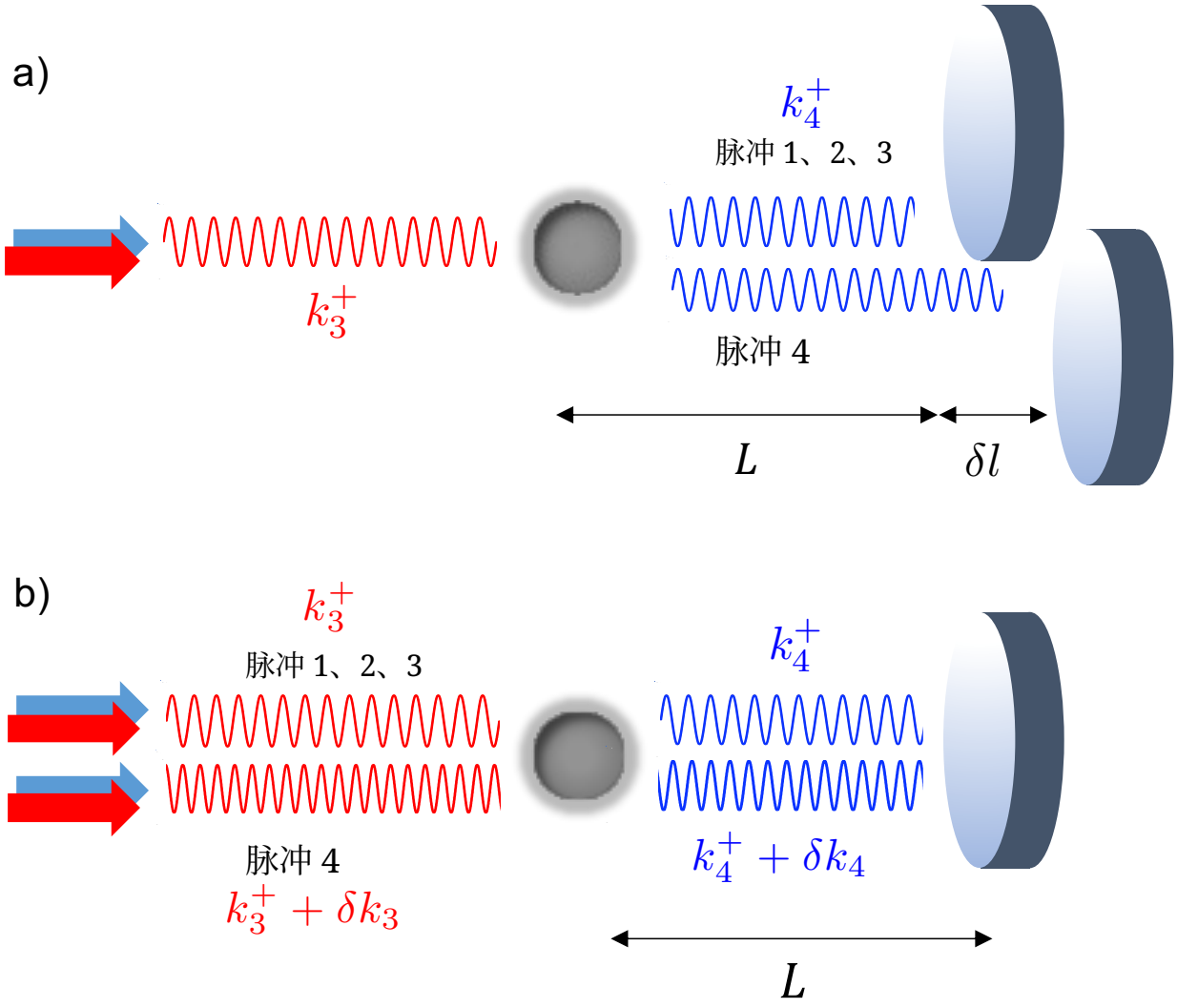

图 2. 为控制干涉仪输出相位而开发的两种替代方法的示意图。在实验中，将两束拉曼激光器合束，并在反射镜上进行回射。在最后一个脉冲之前，通过改变原子位置处两束反向传播的拉曼光场之间的光学相位差，实现实时补偿：a) 移动反射镜；b) 改变拉曼跃迁的有效波矢。图中仅显示参与跃迁的激光场。

3.01 μm。V^{-1} 的制造商规格。

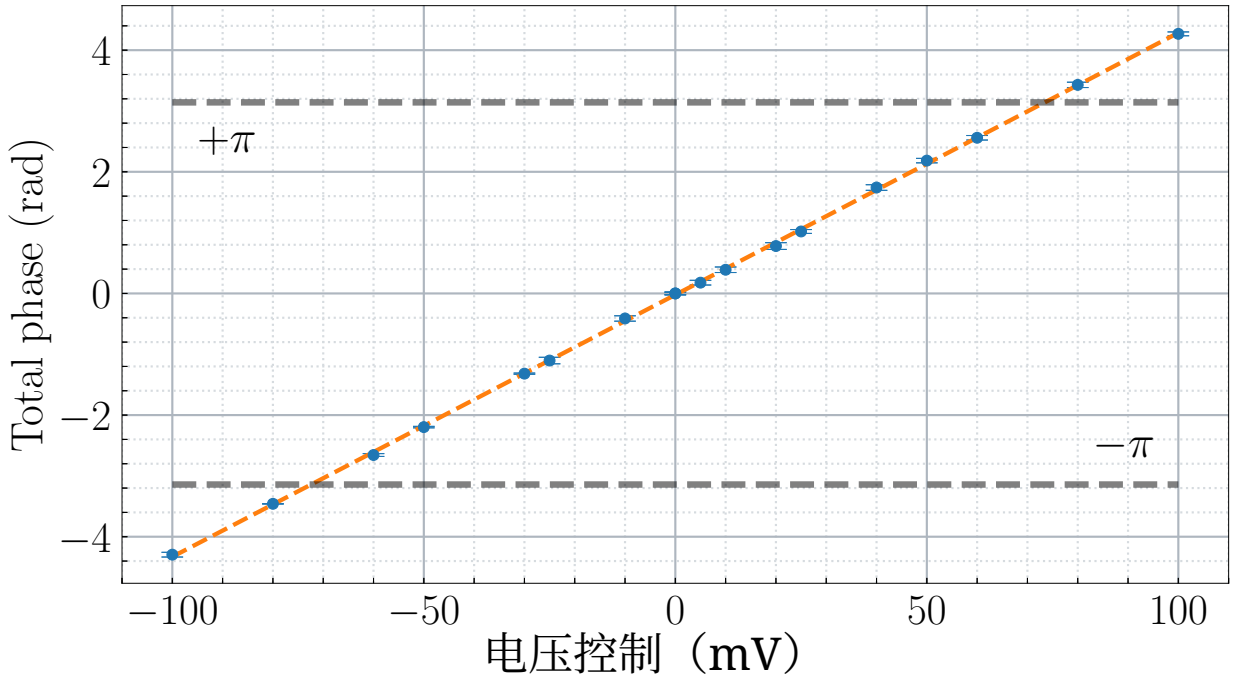

图3. 干涉仪相位随第三个与第四个脉冲之间反射镜位移的变化。x 轴表示纳米定位器的控制电压。数据点为 700 个周期的实验结果平均值。虚线为线性拟合，斜率为 43.08(15) rad.V^{-1}。

B. 频率跳变

第二种方法是改变拉曼跃迁的有效波矢。这可以通过将拉曼失谐改变 $\delta\Delta$ 来实现，这意味着改变两个拉曼激光器的频率 $\delta\omega_3 = \delta\omega_4 = \delta\Delta$，同时保持二者彼此同相且频差恒定。在最后一个脉冲之前施加该变化时，给干涉仪增加的相移为：

$$\Delta\Phi^{\pm} = \mp L\,\delta k_{\text{eff}} = \mp\delta\Delta\,\tau, \tag{5}$$

其中，$\delta k_{\text{eff}} = 2k_{\text{eff}}.\delta\Delta/(\omega_3+\omega_4)$表示波矢的变化，$\tau = 2L/c$ 表示从原子到反射镜再返回的反射延迟。这种干涉仪相位对拉曼激光器频率变化的灵敏度，已被确定并表征为一种潜在的噪声源 [22, 23]，同时也是补偿 [24, 25] 和测量

重力梯度 [26, 27] 的一种方法。在我们的实验中，由于距离 L 约为 10 cm，为了实现 $\pm\pi$ 相移，我们需要约为 ±800兆赫的频率跃迁。然而，改变拉曼激光器的频率需要对激光平台进行进一步修改，以便首先保持两个激光器锁相，其次保持与原子的耦合恒定，该耦合由拉比频率表征。

激光器 L3 和 L4 是扩展腔激光器，可在光放大前通过压电致动器和二极管电流实现相位与频率稳定。每个误差信号均由与主激光器的拍频信号产生，并与射频直接数字合成器（DDS）控制的信号进行比较。激光器 L3 相对于再泵浦激光器 L1 锁定频率，因此可以将拉曼跃迁的失谐调节至从 $\Delta = -755$兆赫到 $\Delta = -1555$ 兆赫。随后，激光器 L4 锁定到激光器 L3，并在后者发生变化时跟随其变化。对于铯原子 [21]，所选频率范围位于 $\Delta = -1155$兆赫附近，此处拉曼激光器的光频移对失谐的依赖最小。光频移保持在拉比频率的 12% 以下，因此能够维持干涉仪的最大对比度。为防止大幅频率跳变期间发生模式跳跃，我们采用了同步前馈机制，同时调节每台激光器的二极管电流和压电致动器电压。不过，为避免发生失锁，频率跳变总范围限制在 800 兆赫以内。激光器 L3（分别为 L4）可在不到 1 毫秒（分别为 1.6 毫秒）内做好施加拉曼脉冲的准备，见图4(a)。频率跳变在 $t_{RTC} = 20$ 毫秒内完成，使频率变化得以稳定建立，且 t_{RTC} 是 $1/50$ 赫兹的倍数。

对拉曼激光平台的第二项改进，是允许调节光功率，以补偿拉曼跃迁耦合的变化，即拉比频率的变化；拉比频率几乎按 $1/\Delta$ 缩放，同时保持 $\pi/2$ 和 π 脉冲条件。此调节通过一个已用于脉冲整形的声光调制器，同时作用于两束光。序列中与频率跳变相关的所有拉曼激光器变化都已预先校准（激光功率补偿的校准见图4(b)），并反馈至控制实验的计算机。

我们通过实验确定了该方法的比例因子。实际上，如果波矢已被准确测定，就必须通过使用干涉仪 [28]直接测量来确定原子与反射镜之间的距离 L 。图5展示了该距离的确定方法

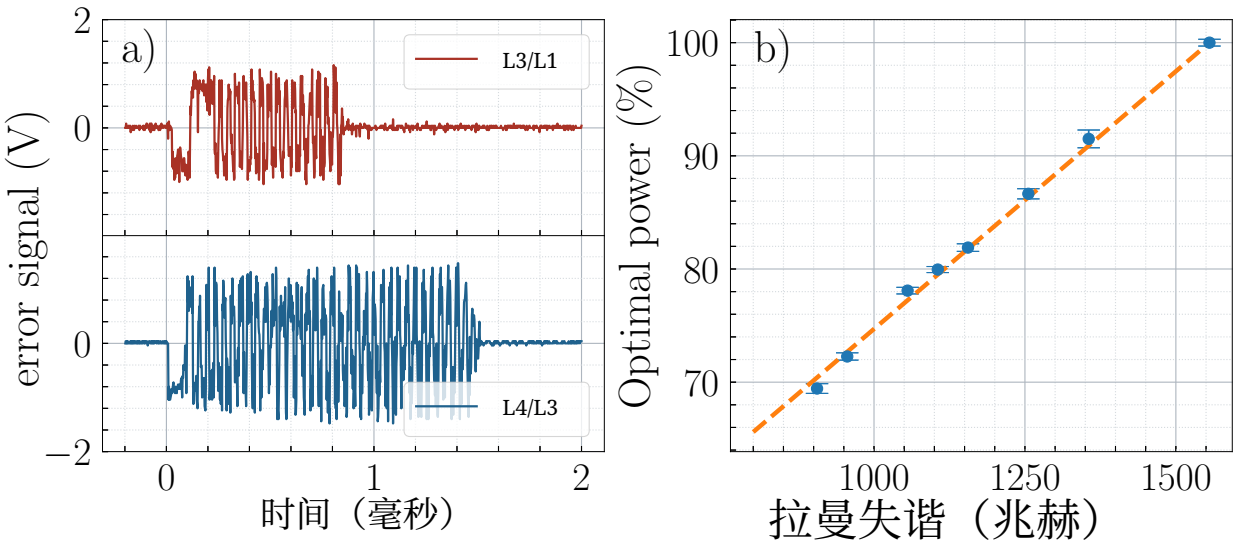

图4. 为实现频率跃迁同时保持拉比频率恒定，对拉曼实验台所做改动的表征：a）频率跃迁后，频率和相位控制系统中激光器L3（上图）和L4（下图）的误差信号随时间的变化，分别以激光器L1和L3为参考锁定（见正文）。b）为保持 π 或 $\pi/2$ 脉冲条件而设定的相对最佳功率随拉曼失谐的变化。参考点设在 $|\Delta| = 1555$ 兆赫对应的最大拉曼失谐处。每个数据点均根据拉比振荡得出，测量覆盖30个周期。橙色虚线为数据点的线性拟合，其斜率表示拉曼失谐每变化100兆赫，最佳功率变化4.6%。

即当失谐在$\Delta = -1155$ 兆赫附近变化时，干涉仪输出相位的变化。拟合得到的平均距离为 $L = 90.4(2)$毫米。距离值 L与激光器的频率调谐范围相结合，使干涉仪相位能够在 π 的完整范围内进行调节。为了覆盖RTC方法所需的 2π 整个范围，可以将距离L加倍，同时也可以扩大频率跃迁范围，但这需要更换拉曼激光器以防止失锁。在双衍射构型中也能实现这一完整范围条件，因为该构型产生的原子相位跳变增大了一倍。

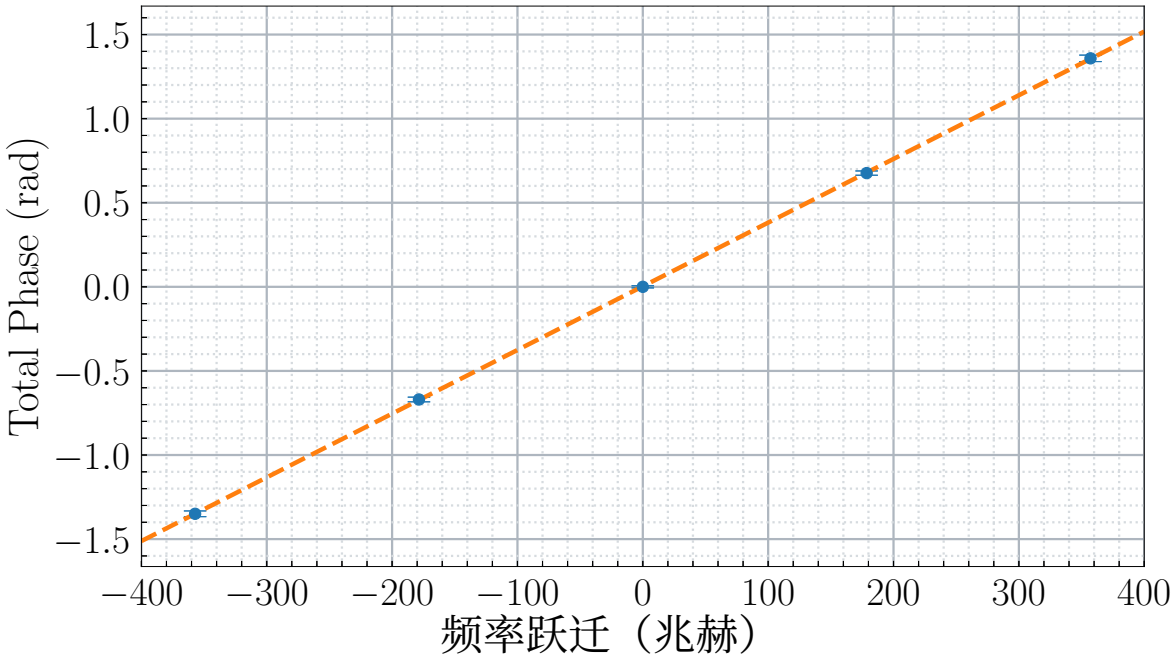

图 5. 保持 Ω_{Rabi} 不变时，原子干涉仪相位随最后一个脉冲之前的频率跃迁变化的关系。圆点表示 700 个周期的实验结果平均值。虚线表示对实验数据进行线性拟合，斜率为 3.786(6) 毫弧度/兆赫。

IV. 实时相位补偿方法的性能

如 [19] 所述，我们在陀螺仪上对实时惯性相位补偿方法的性能进行了比较，采用的是非交错的连续测量配置，如 [11]所示。通过对宽带地震仪测得的信号进行积分，并按照干涉仪灵敏度函数 [4]对惯性信号的影响加权，估算惯性振动相位。实时补偿采用 t_{RTC} ，相位跳变和频率跳变的设置为 20 ms，位置跳变的设置为 40 ms。为减少由于最后一段时间 t_{RTC}缺少信号而产生的误差，我们将估算值外推至序列末尾。实际上，鉴于地震仪的带宽仅为 50 Hz，我们使用补偿施加前持续时间为 t_{RTC}的记录信号，作为补偿施加后信号的良好估计。对于位置跳变，补偿相位在连续测量中累积，并经过模 2π运算后转换为反射镜位置，使其保持在初始位置附近 $\lambda/2$ 的范围内，同时避免累积位置误差。对于频率跳变补偿，这一

仅限于 π的相移。因此，惯性相位补偿中只有一半通过频率跳变实现，其余一半则通过相位跳变实现。同样，我们将计算得到的总补偿量按模 2π 处理，使频率在 $\Delta = -1155$ 兆赫范围内保持在初始频率附近。原子相位信号每个循环时间（即 800 ms）采集一次，并使用陀螺仪的比例因子 [29]，即 4.62×10^6 rad。s^{-1}/rad，转换为转速测量值。

图6展示了采用三种RTC方法时陀螺仪稳定性的阿伦标准差（ADEV）对比。三种方法均呈现出相似的变化趋势：ADEV随 $\tau^{-1/2}$减小，如虚线所示。通过比较估算出的振动相位（未绘出）的ADEV与补偿后的干涉仪相位测量的ADEV，估算出采用RTC方法可使稳定性提高约7倍，这证实了所有方法的有效性。此外，在1 s时，灵敏度约为 5.10^{-8} rad。s^{-1}，与最先进水平相近 [19]，但需考虑到本次实验并非在交错模式下进行。

V. 讨论与结论

我们展示了两种用于实现寄生振动实时补偿的新方法，使我们的冷原子陀螺仪达到最先进水平的性能，与基于两个拉曼激光器之间相位跳变的参考方法相当。

第一种基于镜面位置跃迁的方法最容易实现。不过，有三点需要考虑。首先，完成位置变化所需的最短时间约为 30 ms，这会造成延迟，可能妨碍对振动相位进行准确估算。其次，如果平均跃迁量不为零，由于纳米定位器比例因子的测量存在不确定性，就必须特别注意避免累积位置偏移导致系统误差。在我们对比例因子进行的初步研究中，其相对不确定度为 3.10^{-3}，我们已能确保旋转测量的偏差小于 10^{-9} rad.s^{-1}。第三，该方法基于物理位移，这可能引起同步振动，并可能成为长期漂移或偏差的来源。这三点并不构成我们陀螺仪的限制；针对预期的每种应用，都可以在进一步研究中专门处理并减小这些影响。

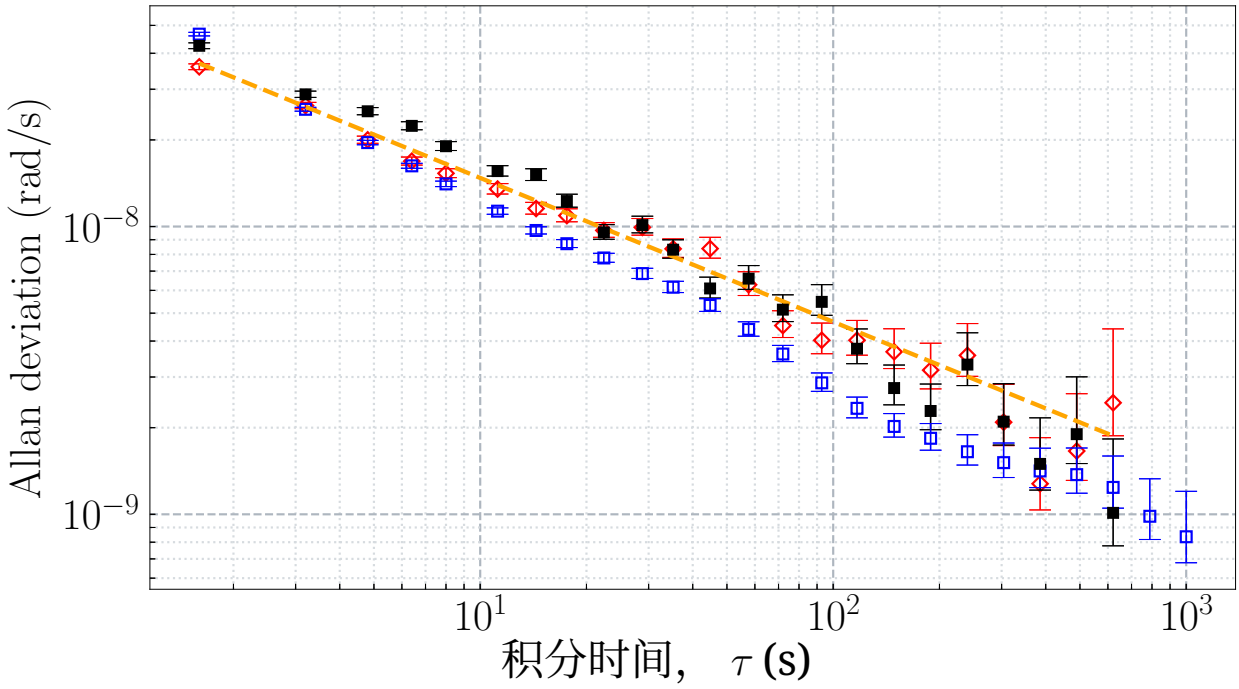

图 6. 不同实时补偿方法下旋转测量稳定性的标准阿伦偏差：黑色表示通过拉曼激光相位差的跳变实现的参考方法，蓝色表示通过镜面位置跳变实现的方法，红色表示通过频率和相位跳变组合实现的方法。虚线表示$1/\sqrt{\tau}$ 的衰减，这是白噪声的典型特征。

–

第二种基于频率跳变的方法，优点是仅使用光电子手段，无需移动机械部件。跳变几乎可以瞬时完成，尤其是在采用直接频率合成时，因此能够在脉冲到来前的最后一刻计算补偿相位。此外，实现这种补偿的光机方法与梯度补偿所用的方法相同，因此几乎可以零成本地添加。需要关注的一点是，必须知道原子云与回射镜之间的距离。由于该距离可以直接校准，因此在距离随时间保持稳定的大多数情况下，这并非限制；但对于移动车辆上的应用，可能需要专门处理，因为加速度会导致补偿过程出现非线性。最后，该方法稍微复杂一些，因为需要通过调节激光功率来补偿拉比频率的变化。另一项改进是分别调节两束拉曼激光束的功率，而不只是调节它们的总功率，以确保补偿光

在更宽的失谐范围内移动。

总之，这两种方法与基于相位跳变的参考方法互为补充，并且适用范围更广，可用于拉曼衍射和布拉格衍射，尤其适用于双衍射过程 [16, 30]。目前正在对陀螺仪进行改造，以采用双衍射方法，从而能够研究其新型 RTC 方法在这一特定情境下的作用。最后但同样重要的是，这些方法最具应用价值的场景，是在不存在多普勒效应的情况下实现最佳性能，例如在航天设备 [14, 17, 18], 中，或在地面上使用水平分束器时 [31], ，或者无法改变激光束之间相对相位的情况下。

VI. 致谢

我们感谢法国国家空间研究中心（CNES）、法国国家研究署（PIMAI项目，ANR-18-CE47-0002-01）以及法国国家研究署在法国2030计划下管理、编号为”ANR-22-PETQ-0005”的政府资助提供的经费支持。M.G. 感谢法兰西岛大区 DIM SIRTEQ 的支持。作者谨向 L. Sidorenkov 和 R. Duverger 致谢，感谢他们细致地审阅本文。

[1] R. Geiger, A. Landragin, S. Merlet, 和 F. Pereira Dos Santos, AVS Quantum Science **2**, 024702 (2020).[2] J. M. Hensley, A. Peters, 和 S. Chu, Review of Scientific Instruments **70**, 2735 (1999).[3] S. Merlet, J. Le Gou¨et, Q. Bodart, A. Clairon, A. Landragin, F. Pereira Dos Santos, 和 P. Rouchon, Metrologia **46**, 87 (2009).[4] J. Lautier, L. Volodimer, T. Hardin, S. Merlet, M. Lours, F. Pereira Dos Santos, 和 A. Landragin, Applied Physics Letters **105**, 144102 (2014年).[5] V.M´enoret, P. Vermeulen, N.Le Moigne, S. Bonvalot, P. Bouyer, A.Landragin,和B. Desru- elle, Sci Rep **8**, 12300 (2018年).

[6] Y. Bidel, N. Zahzam, C. Blanchard, A. Bonnin, M. Cadoret, A. Bresson, D. Rouxel, and M. F. Lequentrec-Lalancette, Nat Commun **9**, 627 (2018年).[7] T. E. Jensen, B. Dale, A. Stokholm, R. Forsberg, A. Bresson, N. Zahzam, A. Bonnin, and Y. Bidel,《利用量子技术进行机载重力测量：来自冰岛和格陵兰的观测》（2024年）.[8] S. Templier, P. Cheiney, Q. d' Armagnac De Castanet, B. Gouraud, H. Porte, F. Napolitano, P. Bouyer, B. Battelier, and B. Barrett, 《科学进展》 **8**, eadd3854 (2022年).[9] Q. d'Armagnac De Castanet, C. Des Cognets, R. Arguel, S. Templier, V. Jarlaud, V. M´enoret, B. Desruelle, P. Bouyer, and B. Battelier, Nat Commun**15**, 6406 (2024年).[10] C. Salducci, Y. Bidel, M. Cadoret, S. Darmon, N. Zahzam, A. Bonnin, S. Schwartz, C. Blan- chard, and A. Bresson, 《科学进展》**10**, eadq4498 (2024年).[11] I. Dutta, D. Savoie, B. Fang, B. Venon, C. L. Garrido Alzar, R. Geiger, and A. Landragin, Phys. Rev. Lett. **116**, 183003 (2016年).[12] Z.-X. Lu, Z.-W. Yao, H.-H. Chen, Y.-F. Mao, S.-B. Lu, M. Jiang, S.-k. Li, M. Ke, J. Gu, A.-Q. Zhang, R.-B. Li, J. Wang, and M.-S. Zhan, 《物理评论A辑》 **111**, 033305 (2025).[13] B. Barrett, L. Antoni-Micollier, L. Chichet, B. Battelier, T. L´ev`eque, A. Landragin, and P. Bouyer, Nat Commun **7**, 13786 (2016年).[14] M. He, X. Chen, J. Fang, Q. Chen, H. Sun, Y. Wang, J. Zhong, L. Zhou, C. He, J. Li, D. Zhang, G. Ge, W. Wang, Y. Zhou, X. Li, X. Zhang, L. Qin, Z. Chen, R. Xu, Y. Wang, Z. Xiong, J. Jiang, Z. Cai, K. Li, G. Zheng, W. Peng, J. Wang, and M. Zhan, npj Microgravity**9**, 58 (2023年).[15] M. D. Lachmann, H. Ahlers, D. Becker, A. N. Dinkelaker, J. Grosse, O. Hellmig, H. M¨untinga, V. Schkolnik, S. T. Seidel, T. Wendrich, A. Wenzlawski, B. Carrick, N. Gaaloul, D. L¨udtke, C. Braxmaier, W. Ertmer, M. Krutzik, C. L¨ammerzahl, A. Peters, W. P. Schleich, K. Seng- stock, A. Wicht, P. Windpassinger, and E. M. Rasel, Nat Commun **12**, 1317 (2021年).[16] T. L´ev`eque, A. Gauguet, F. Michaud, F. Pereira Dos Santos, and A. Landragin, Phys. Rev. Lett. **103**, 080405 (2009年).[17] D. N. Aguilera, H. Ahlers, B. Battelier, A. Bawamia, A. Bertoldi, R. Bondarescu, K. Bongs, P. Bouyer, C. Braxmaier, L. Cacciapuoti, C. Chaloner, M. Chwalla, W. Ertmer, M. Franz, N. Gaaloul, M. Gehler, D. Gerardi, L. Gesa, N. G¨urlebeck, J. Hartwig, M. Hauth, O. Hellmig, W. Herr, S. Herrmann, A. Heske, A. Hinton, P. Ireland, P. Jetzer, U. Johann, M. Krutzik,

A. Kubelka, C. L¨ammerzahl, A. Landragin, I. Lloro, D. Massonnet, I. Mateos, A. Milke, M. Nofrarias, M. Oswald, A. Peters, K. Posso-Trujillo, E. Rasel, E. Rocco, A. Roura, J. Rudolph, W. Schleich, C. Schubert, T. Schuldt, S. Seidel, K. Sengstock, C. F. Sopuerta, F. Sorrentino, D. Summers, G. M. Tino, C.Trenkel, N. Uzunoglu, W. Von Klitzing, R. Walser, T. Wendrich, A. Wenzlawski, P. Weßels, A. Wicht, E. Wille, M. Williams, P. Windpassinger, and N. Zahzam, 《经典与量子引力》 **31**, 115010 (2014年).[18] T. L´ev`e que, C. Fallet, M. Mandea, R. Biancale, J. M. Lemoine, S. Tardivel, S. Delavault, A. Piquereau, S. Bourgogne, F. Pereira Dos Santos, B. Battelier, and Ph. Bouyer, 《大地测量学杂志》**95**, 15 (2021年).[19] D. Savoie, M. Altorio, B. Fang, L. A. Sidorenkov, R. Geiger, and A. Landragin, 《科学进展》 **4**, eaau7948 (2018年).[20] C. J. Bord´e, Metrologia **39**, 435 (2002年).[21] D. S. Weiss, B. C. Young, and S. Chu, 《应用物理B辑》 **59**, 217 (1994年).[22] J. M. McGuirk, G. T. Foster, J. B. Fixler, M. J. Snadden, and M. A. Kasevich, 《物理评论A辑》 **65**, 033608 (2002年).[23] J. Le Gou¨et, P. Cheinet, J. Kim, D. Holleville, A. Clairon, A. Landragin, and F. Pereira Dos Santos, 《欧洲物理杂志D辑》 **44**, 419 (2007年).[24] A. Roura, Phys. Rev. Lett. **118**, 160401 (2017年).[25] G. D'Amico, G. Rosi, S. Zhan, L. Cacciapuoti, M. Fattori, and G. M. Tino, Phys. Rev. Lett.**119**, 253201 (2017年).[26] R. Caldani, K. X. Weng, S. Merlet, and F. Pereira Dos Santos, 《物理评论A辑》 **99**, 033601 (2019年).[27] C. Janvier, V. M´enoret, B. Desruelle, S. Merlet, A. Landragin, and F. Pereira Dos Santos, 《物理评论A辑》 **105**, 022801 (2022年).[28] G. W. Biedermann, X. Wu, L. Deslauriers, S. Roy, C. Mahadeswaraswamy, and M. A. Kase- vich, 《物理评论A辑》 **91**, 033629 (2015年).[29] R. Gautier, M. Guessoum, L. A. Sidorenkov, Q. Bouton, A. Landragin, and R. Geiger, 《科学进展》 **8**, eabn8009 (2022年).[30] E. Giese, A. Roura, G. Tackmann, E. M. Rasel, and W. P. Schleich, 《物理评论A辑》 **88**, 053608 (2013年).

[31]B. Canuel、A. Bertoldi、L. Amand、E. Pozzo Di Borgo、T. Chantrait、C. Danquigny、M. Dovale Alvarez、B. Fang、A. Freise、R. Geiger、J.Gillot、S. Henry、J. Hinderer、D. Holleville、J. Junca、G. Lef`evre、M. Merzougui、N. Mielec、T. Monfret、S. Pelisson、M. Prevedelli、S. Rey- naud、I. Riou、Y. Rogister、S. Rosat、E. Cormier、A. Landragin、W. Chaibi、S. Gaffet 和 P. Bouyer，Sci Rep 8，14064（2018年）。