arXiv:2512.18476v1 [physics.atom-ph] 20 Dec 2025

原子干涉仪中线型不对称引起的频移

V. I. Yudin,[1,2,3,*] O. N. Prudnikov,[1,2] A. V. Taichenachev,[1,2] M. Yu. Basalaev,[1,2,3] D. N. Kapusta,[2] A. N. Goncharov,[2] M. D. Radchenko,[1,2,3] V. G. Pal'chikov,[4,5] L. Zhou,[6] 和 M. S. Zhan[6]

[1] *Novosibirsk State University, ul. Pirogova 1, Novosibirsk,* 630090, *Russia* [2] *Institute of Laser Physics SB RAS, pr. Akademika Lavrent'eva 15 B, Novosibirsk,* 630090, *Russia*

[3] *Novosibirsk State Technical University pr. Karla Marksa 20 Novosibirsk 630073 Russia , , „ , , , 141570 Russia*

[4] *All-Russian Research Institute of Physical and Radio Engineering Measurements Mendeleevo Moscow region*

[5] *National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia*

[6] *Innovation Academy for Precision Measurement Science and Technology,Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071, China*

我们研究了原子干涉仪中由光谱线型不对称引起的频移，此前科学文献尚未讨论过这一现象。这种不对称是因为激光场不仅在原子的自由演化时间间隔内发生频率啁啾，在拉姆齐脉冲期间也会发生频率啁啾。因此，脉冲期间相对于工作原子跃迁的有效失谐也取决于啁啾速率，进而导致线型不对称引起的频移（LACS）。研究表明，该频移与拉姆齐脉冲之间的间隔时长 T 的三次方成反比，这与原子干涉测量中典型的 $\propto 1/T^2$ 依赖关系形成鲜明对比。因此，对于短基线紧凑型原子干涉仪，这一频移的计量学重要性会显著增加。例如，对于采用铷原子双光子跃迁的干涉仪重力仪，在 $T \sim 1$ 毫秒时，我们估算 LACS 频移及其变化量约为 0.1–1 毫伽；而在 $T \sim 100$ μ 秒时，这一数值可达 0.1–1 伽。

原子干涉测量是各种用途的现代量子传感器的基础。例如，基于超冷原子干涉的量子绝对重力仪于 1991 [1] 首次实现，并在随后于 [2–5]展示了其在自由落体加速度高精度测量领域的卓越成果。它们具有高灵敏度、长期稳定性且无需校准，因此成为广泛基础 [6–10] 研究和实际应用中不可或缺的工具 [11, 12]。

当前原子干涉仪的发展趋势是实现小型化和提高机动性，这不可避免地导致原子在干涉仪中的渡越时间缩短。例如，在高灵敏度的可运输式量子重力仪中，干涉测量周期时间可达到数百毫秒 [3]。这反过来显著限制了传感器的紧凑性、响应时间和动态范围，并增加了其对相位噪声源和系统偏移的敏感性，例如低频振动、残余磁场梯度、光场强度和相位的空间不均匀性等。

在这一背景下，短基线原子干涉仪（即原子飞行时间较短的原子干涉仪）是一种很有前景的替代方案。它们对外部扰动的敏感度显著较低，采样率较高（数十赫兹），并且具有巨大的小型化潜力。此外，如 [14, 22], 所示，即使采用毫秒量级的原子干涉采样序列，也能够实现满足大多数实际应用要求的计量学特性。这得益于提高干涉信号相位稳定性和对比度的新方法 [15–17], , 以及用于分析、校正和处理测量结果的有效方法 [18, 19]。因此，短基线干涉仪是发展高精度紧凑型量子传感器的一个有前景的方向。

本文对原子干涉仪中由信号线型不对称性引起的系统偏移进行了理论研究，此问题此前尚未在科学文献中讨论。具体而言，我们证明，对于短基线干涉式重力仪，这种偏移可能占主导地位，从而严重限制紧凑型设备的准确度和稳定性。

作为原子干涉仪的一种具体方案，我们将考虑一种利用原子跃迁 $|g\rangle \leftrightarrow |e\rangle$ 的量子重力仪，其未受扰动的频率为 ω_0，其中$|g\rangle$ 和 $|e\rangle$ 分别为基态和激发态，对应于以下列向量：

$$|g\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad |e\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \tag{1}$$

在这个二能级原子中，拉姆齐脉冲作用期间，态 $|g\rangle$ 和 $|e\rangle$ 之间的跃迁由波矢为 $\mathbf{k}_{\rm eff}$的平面行波型共振相互作用算符驱动：

$$\widehat{V}(t,\mathbf{r}) = -\frac{\hbar\Omega_0}{2} e^{-i[\omega t + \alpha t^2/2 - (\mathbf{r}\cdot\mathbf{k}_{\rm eff}) + \phi]} |e\rangle\langle g| + h.c., \tag{2}$$

其中， ω 是载波频率，可在跃迁频率 ω_0附近变化； α 是附加频率啁啾的速率， ϕ 是某个固定相位，而$\Omega_0 > 0$ 是诱导跃迁的实拉比频率。正如

* viyudin@mail.ru

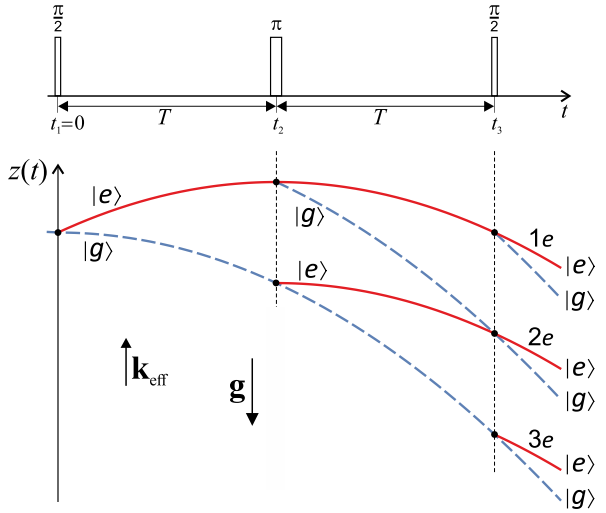

图 1. 马赫–曾德尔型原子干涉仪重力仪的标准方案。

众所周知，在这种干涉方案中，可以测量量$(\mathbf{g}\cdot\mathbf{k}_{\rm eff})$，其中g是重力产生的自由落体加速度。

请注意，作用类型 (2) 既适用于光学跃迁 $|g\rangle\leftrightarrow|e\rangle$ 情况下行波光作用下的单光子跃迁，也适用于由两束反向传播行波光构成的双色场中的双光子跃迁；在后一种情况下，当原子基态超精细能级之间发生跃迁 $|g\rangle\leftrightarrow|e\rangle$ 时，这两束光的光频率差 $(\omega_1-\omega_2)$ 会在微波频率 ω_0 附近变化（例如碱金属原子）。不过，这对我们的工作并无影响。

作为示例，我们将考虑一种标准的马赫–曾德尔原子干涉仪重力仪，它基于由三个拉姆齐脉冲组成的序列（$\pi/2$–π–$\pi/2$序列），如图 1 所示。原子干涉测量的一般理论见 [20, 21]。

在运动原子的参考系中，算符 (2) 可表示为

$$\widehat{V}^{(\rm atom)}=-\frac{\hbar\Omega_0}{2}e^{-i\varphi(t)}|e\rangle\langle g|+h.c.\,, \tag{3}$$

其中相位随时间变化，$\varphi(t)$。因此，当拉姆齐脉冲的持续时间足够短时，原子在第 j 个拉姆齐脉冲作用下的演化算符可写为

$$\widehat{R}^{(j)}=\begin{pmatrix} A_j & iB_je^{-i\varphi(t_j)} \\ iB_je^{i\varphi(t_j)} & A_j^* \end{pmatrix}, \tag{4}$$

其中，t_j 是第 j 个拉姆齐脉冲的时间点（见图 1）。式（4）中的矩阵元定义如下：

如下

$$\begin{aligned} A_j&=\cos\left(\frac{\Omega^{(j)}\tau_j}{2}\right)+i\frac{\delta_j}{\Omega^{(j)}}\sin\left(\frac{\Omega^{(j)}\tau_j}{2}\right),\\ B_j&=\frac{\Omega_0}{\Omega^{(j)}}\sin\left(\frac{\Omega^{(j)}\tau_j}{2}\right),\\ \Omega^{(j)}&=\sqrt{\Omega_0^2+\delta_j^2}\,, \end{aligned} \tag{5}$$

其中，τ_j 是第 j 个脉冲的持续时间，δ_j 是从运动原子的角度看第 j 个脉冲期间相对于共振的有效失谐，$\Omega^{(j)}$ 是第 j 个脉冲期间的广义拉比频率。注意，B_j 是实数。

考虑重力 g 空间均匀加速度情况下通常采用的原子询问方案。设在时刻 $t=0$（即第一个拉姆齐脉冲开始时，见图 1），原子处于低能态 $|g\rangle$，初速度为 v。那么，我们将图 1 所示拉姆齐序列作用后上能态 $|e\rangle$ 中三条不同轨迹上的原子总布居数 N_e 视为光谱信号：$1e$、$2e$ 和$3e$（见图 1 中的红色实线）。我们假设，三个拉姆齐脉冲作用后，这三条轨迹彼此分离的距离均远大于德布罗意波长。在这种情况下，我们有以下表达式

$$N_e=n_{1e}+n_{2e}+n_{3e}=|K_{1e}|^2+|K_{2e}|^2+|K_{3e}|^2. \tag{6}$$

沿用式 (4) 中的记号，我们可以写成

$$\begin{aligned} K_{1e}&=B_1A_2A_3,\\ K_{2e}&=B_1B_2B_3-A_1^*B_2A_3e^{i\widetilde{\alpha}T^2},\\ K_{3e}&=A_1^*A_2^*B_3, \end{aligned} \tag{7}$$

其中，T 是脉冲之间的时间（见图 1），$\widetilde{\alpha}$是以测量值（$\mathbf{g}\cdot\mathbf{k}_{\rm eff}$）为中心的频率啁啾速率

$$\widetilde{\alpha}=\alpha-(\mathbf{g}\cdot\mathbf{k}_{\rm eff}). \tag{8}$$

在标准询问方案（图 1）中，每个脉冲的持续时间和失谐可表示为

$$\begin{aligned} &\tau_1=\tau_3=\tau,\quad \tau_2=2\tau,\\ &\delta_1=\Delta_{\rm D},\quad \delta_2=\widetilde{\alpha}T+\Delta_{\rm D},\quad \delta_3=2\widetilde{\alpha}T+\Delta_{\rm D}, \end{aligned} \tag{9}$$

其中，$\Delta_{\rm D}$ 是相对于共振的总残余失谐；考虑到质量为 M 的原子的反冲效应后，它具有如下形式

$$\Delta_{\rm D}=\omega-\omega_0-\frac{\hbar|\mathbf{k}_{\rm eff}|^2}{2M}-(\mathbf{v}\cdot\mathbf{k}_{\rm eff})-\overline{\delta}_{\rm ac}\,, \tag{10}$$

其中，$-(\mathbf{v}\cdot\mathbf{k}_{\rm eff})$ 是在 $t=0$ 处（见图 1）第一个拉姆齐脉冲作用期间的多普勒频移。在公式 (10) 中

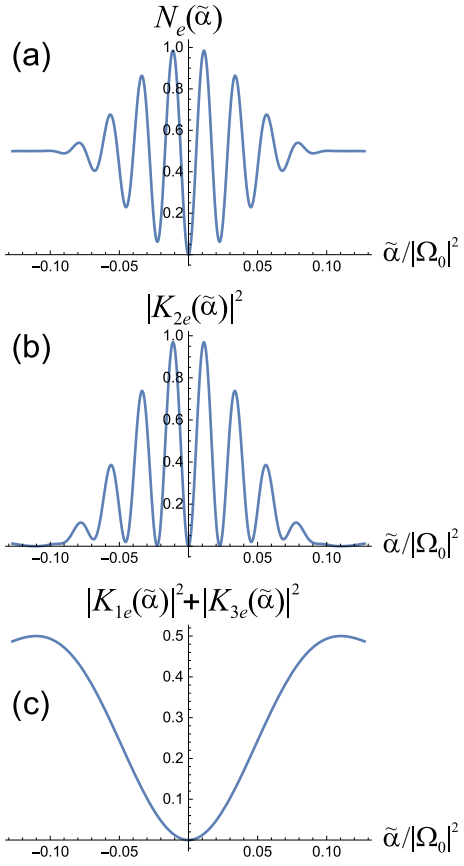

图 2. 依赖关系的典型形式：(a) 总信号$N_e(\tilde{\alpha})$；(b) 干涉贡献 $|K_{2e}(\tilde{\alpha})|^2$；(c) 基底 $(|K_{1e}(\tilde{\alpha})|^2+|K_{3e}(\tilde{\alpha})|^2)$。计算参数：$\tau\Omega_0=\pi/2$, $T=10\tau$ $\Delta_D=0$,。

我们还考虑了探测光场导致的原子跃迁频率的交流斯塔克频移 $\overline{\delta}_{ac}$，并假设该频移对全部三个脉冲都相同。

现在我们来研究信号 $N_e(\tilde{\alpha})$ 对可变参数 $\tilde{\alpha}$ 的函数依赖关系

$$N_e(\tilde{\alpha})=|K_{1e}(\tilde{\alpha})|^2+|K_{2e}(\tilde{\alpha})|^2+|K_{3e}(\tilde{\alpha})|^2. \qquad (11)$$

一般而言，$N_e(\tilde{\alpha})$ 对变量 $\tilde{\alpha}$ 的依赖关系是一系列窄拉姆齐共振，其宽度约为 π/T^2，并具有一个平滑包络（宽度约为 $\sim 2\Omega_0/T$），该包络由式 (11) 中的干涉贡献 $|K_{2e}(\tilde{\alpha})|^2$ 描述。此外，还存在一种宽而平滑的依赖关系（宽度约为$\sim 2\Omega_0/T$），由另外两项 $|K_{1e}(\tilde{\alpha})|^2$ 和 $|K_{3e}(\tilde{\alpha})|^2$ 形成。相应依赖关系的典型形式如图 2 所示。

在这种情况下，数值（$g\cdot k_{eff}$）的重力测量对应于零附近中央拉姆齐共振峰的位置 $\tilde{\alpha}_{ext}$（见图 3）。$\tilde{\alpha}_{ext}$ 该数值本身决定了重力测量的偏移。根据表达式 (5)、(7) 和 (9)，很容易证明，在 $\Delta_D=0$情况下，以下关系成立：$K_{1e}(-\tilde{\alpha})=K_{1e}^*(\tilde{\alpha})$,

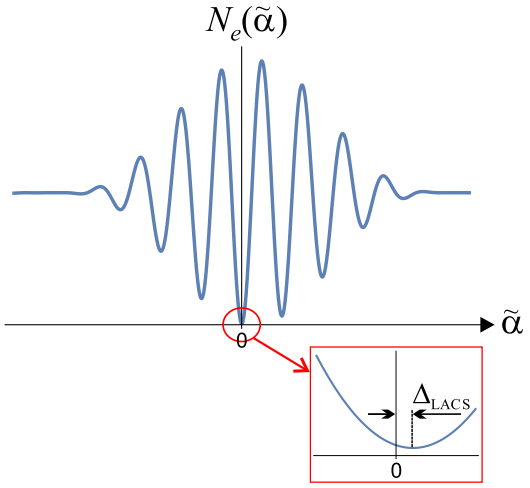

图 3. 展示在 $\Delta_D\neq 0$ 条件下，中心拉姆齐共振处极值点位置在依赖关系 $N_e(\tilde{\alpha})$ 中的偏移。

$K_{2e}(-\tilde{\alpha})=K_{2e}^*(\tilde{\alpha})$ 和 $K_{3e}(-\tilde{\alpha})=K_{3e}^*(\tilde{\alpha})$ [因为$\delta_j(-\tilde{\alpha})=-\delta_j(\tilde{\alpha})$]。然而，对于 $\Delta_D\neq 0$，这些关系不成立：$K_{1e}(-\tilde{\alpha})\neq K_{1e}^*(\tilde{\alpha})$, $K_{2e}(-\tilde{\alpha})\neq K_{2e}^*(\tilde{\alpha})$ 和 $K_{3e}(-\tilde{\alpha})\neq K_{3e}^*(\tilde{\alpha})$ [，因为 $\delta_j(-\tilde{\alpha})\neq-\delta_j(\tilde{\alpha})$]。因此，我们得到以下关系

$$\begin{aligned} N_e(-\tilde{\alpha})&=N_e(\tilde{\alpha}) \quad \text{for} \quad \Delta_D=0,\\ N_e(-\tilde{\alpha})&\neq N_e(\tilde{\alpha}) \quad \text{for} \quad \Delta_D\neq 0. \end{aligned} \qquad (12)$$

因此，对于 $\Delta_D=0$，信号 $N_e(\tilde{\alpha})$ 关于 $\tilde{\alpha}$ 是偶（对称）函数，因此中心拉姆齐共振处局部极值点的位置不发生偏移，即 $\tilde{\alpha}_{ext}=0$。然而，对于 $\Delta_D\neq 0$，信号 $N_e(\tilde{\alpha})$ 不再是关于 $\tilde{\alpha}$ 的对称函数，这意味着在我们的情形下，中心拉姆齐共振峰的位置会发生偏移：$\Delta_{LACS}\neq 0$（见图 3）。这种偏移可称为线形不对称性引起的频移（LACS）。计算表明，在 $\Omega_0\tau=\pi/2$ 和 $|\Delta_D|<0.5\Omega_0$, 的情况下，以下关于 Δ_D 的线性关系成立：

$$\Delta_{LACS}\approx\xi_1(T/\tau)\frac{\tau}{T^3}\frac{\Delta_D}{\Omega_0}, \qquad (13)$$

其中，无量纲函数 $\xi_1(T/\tau)<0$在 $T\gg\tau$ 的情况下对比值 T/τ 的依赖较为缓慢（见图4）。因此，失谐 $\delta_j(\tilde{\alpha})$ 对参数 $\tilde{\alpha}$ [的依赖（见式（9）]），以及 Ramsez 脉冲作用期间失谐中存在的一般残余贡献 $\Delta_D\neq 0$，会导致测量量 $(g\cdot k_{eff})$ 时产生偏移 $\Delta_{LACS}\neq 0$。需要指出的是，这种偏移并非标准意义上的相移，而是干涉项包络 $|K_{2e}(\tilde{\alpha})|^2$ 和基底（$|K_{1e}(\tilde{\alpha})|^2+|K_{3e}(\tilde{\alpha})|^2$）不对称的结果。

对于速度并非单一的原子系综，需要考虑对以下信号进行平均：

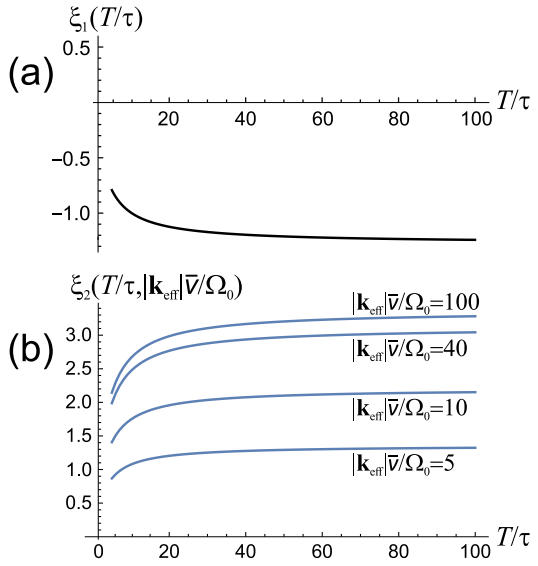

图4. (a) 表达式 (13) 中无量纲函数 $\xi_1(T/\tau)$ 在 $T \gg \tau$ 处的变化关系。(b) 表达式 (16) 中无量纲函数 $\xi_2(T/\tau, |\mathbf{k}_{\rm eff}|\bar{v}/\Omega_0)$ 随 T/τ 的变化关系，其中 $|\mathbf{k}_{\rm eff}|\bar{v}/\Omega_0$ 取若干固定值（如图所示）。

速度分布 $f(\mathbf{v})$:

$$\langle N_e(\widetilde{\alpha})\rangle_{\mathbf{v}} = \int f(\mathbf{v}) N_e(\widetilde{\alpha}) d\mathbf{v}^3, \tag{14}$$

而 LACS 的值相对于表达式 (13) 将发生显著变化。例如，考虑一个具有麦克斯韦速度分布的原子系综

$$f_{\rm M}(\mathbf{v}) = \frac{1}{\pi^{3/2}\bar{v}^3} e^{-\frac{(\mathbf{v}-\mathbf{v}_0)^2}{\bar{v}^2}}, \tag{15}$$

其中 $\bar{v}$ 是相对于原子束平均速度 $\mathbf{v}_0$ 的速度分布宽度参数。一般情况下，LACS 没有简单的表达式。然而，对于 $\Omega_0\tau = \pi/2$ 和 $T \gg \tau$，当多普勒宽度 $|\mathbf{k}_{\rm eff}|\bar{v}$ 显著大于拉比频率 $|\mathbf{k}_{\rm eff}|\bar{v} > 5\Omega_0$，时，以下表达式相当准确

$$\Delta_{\rm LACS}^{\langle \mathbf{v}\rangle} \approx \xi_2(T/\tau, |\mathbf{k}_{\rm eff}|\bar{v}/\Omega_0) \frac{\tau}{T^3} \frac{\Omega_0}{|\mathbf{k}_{\rm eff}|\bar{v}} \frac{\langle \Delta_{\rm D}\rangle_{\mathbf{v}}}{|\mathbf{k}_{\rm eff}|\bar{v}}, \tag{16}$$

其中，$\langle \Delta_{\rm D}\rangle_{\mathbf{v}}$ 是平均原子速度 $\mathbf{v}_0$对应的残余多普勒失谐:

$$\langle \Delta_{\rm D}\rangle_{\mathbf{v}} = \omega - \omega_0 - \frac{\hbar|\mathbf{k}_{\rm eff}|^2}{2M} - (\mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{k}_{\rm eff}) - \overline{\delta}_{\rm ac}, \tag{17}$$

并且 $\xi_2(T/\tau, |\mathbf{k}_{\rm eff}|\bar{v}/\Omega_0)$ 是一个无量纲函数，它对两个无量纲参数T/τ和 $|\mathbf{k}_{\rm eff}|\bar{v}/\Omega_0$ [的依赖变化相当缓慢，见图4(b)]。对于 $|\langle \Delta_{\rm D}\rangle_{\mathbf{v}}| < 0.5|\mathbf{k}_{\rm eff}|\bar{v}$，公式（16）得到了很好满足。比较图4(a)和(b)中依赖关系的符号，可以有趣地发现注意到，位移（16）的符号与单速原子束的位移（13）相反。

以原子重力仪干涉仪为例，我们来估算 LACS 的计量学意义。显然，由于存在反立方依赖关系（$\propto 1/T^3$），这种频移在误差预算中的作用会随着短基线紧凑型干涉仪的基线缩短而增大。例如，考虑拉姆齐原子询问方案的以下参数： $T = 2.5$ 毫秒、$\tau = 25$ μ秒和 $\Omega_0 = 2\pi \times 10$ 千赫（即 $\Omega_0\tau = \pi/2$）。对于原子束的速度分布，我们采用以下数值：$\mathrm{v}_0 \sim 50$ 厘米/秒和 $\bar{v} \sim 5$ 厘米/秒。对于铷原子中经由 D线的双光子跃迁，这些数值给出的估算结果为 $|(\mathbf{k}_{\rm eff} \cdot \mathbf{v}_0)| \sim 1$ 兆赫和 $|\mathbf{k}_{\rm eff}|\bar{v} \sim 100$ 千赫。在这种情况下，考虑到重力测量期间 $|\mathbf{v}_0|$ 的值可能变化百分之一，我们可以放心地假设，$|\langle \Delta_{\rm D}\rangle_{\mathbf{v}}|$本身及其变化的估算值均为 $|\langle \Delta_{\rm D}\rangle_{\mathbf{v}}| \gtrsim 10$ 千赫。将这些数值代入公式（16），得到 LACS 数值及其变化的估算值为 $|\Delta^{\langle \mathbf{v}\rangle}{}_{\rm LACS}| \gtrsim 20$ s^{-2}，换算为重力测量结果即为 $\gtrsim 0.1$ 毫伽。因此，在原子干涉仪重力仪中，当自由演化时间处于毫秒量级时，LACS 频移可能导致约 0.1–1 毫伽的测量误差和涨落。相应地，当自由演化时间为 $T \sim 100$ μ秒时，这一估算值可达 0.1–1 伽。显然，如此大的频移可能显著降低短基线原子干涉仪的计量学特性。此外，对于单速度原子束，这种频移甚至可能更大。还要指出，尽管对于自由演化时间为数十毫秒量级的干涉仪重力仪，LACS 频移并没有大到如此严重的程度，但也绝非可以忽略（可达 1–10 μ伽量级），因此也应计入测量误差预算。

为便于一般性讨论，需要指出，最紧凑的量子重力仪之所以效率高，得益于较高的原子询问率（数十赫兹），以及在实验周期结束时将蒸气室中的冷原子重新捕获到磁光阱中。由此，原子的总自由落体时间为 40–50 ms（8–12 mm），具体取决于激光束重叠区域的大小、再捕获效率、所需响应时间等。在原子的自由落体时间内，会经历三个阶段：初始原子波包制备、原子干涉和探测。原子制备阶段的持续时间取决于制备方法，平均为数十毫秒。拉姆齐序列后的探测阶段通常持续数毫秒 [2]。剩余时间（约 20 ms 或更短）则用于原子干涉阶段本身。[22], 展示了一种紧凑型重力仪，其 T 值不超过 7 ms，灵敏度达到 570 μ伽/$\sqrt{Hz}$

在询问率分别为 50 Hz 至 330 Hz 时，灵敏度达到 36.7 毫伽/$\sqrt{Hz}$。需要指出的是，具有较短时间 T 的重力仪响应时间短，对多种系统偏移（例如磁场梯度、强度空间不均匀性和波前曲率等）及振动的稳定性更高，因此量子重力仪可用于高度动态的环境以及移动平台。综合以上因素，并考虑到设备小型化的总体趋势，我们的研究结果对于原子重力仪具有现实意义：这类仪器中拉姆齐脉冲之间的间隔 T 不超过 10–20 ms，尤其是在 T 为毫秒量级或更短时。此外，除量子重力仪外，还可以考虑其他使用探测激光频率啁啾的设备，例如原子加速度计和陀螺仪。

总之，我们从理论上研究了原子干涉仪中的这种偏移，此前科学文献尚未对此进行探讨。这种偏移是由光谱信号的线形不对称性引起的（LACS）。采用探测场频率啁啾法时，该偏移与拉姆齐脉冲之间的间隔时长 T呈 $\propto 1/T^3$反立方关系，这与原子干涉测量中典型的依赖关系 $\propto 1/T^2$形成鲜明对比。因此，对于短基线原子干涉仪，其影响会显著增大。需要指出的是，这种偏移并非标准意义上的相移，而是干涉项包络和基底均存在不对称性所致。以马赫-曾德尔型干涉重力仪为例，研究表明，即使从 T 数十毫秒开始，LACS偏移也可能具有计量学意义；当 T 为数毫秒及以下时，该偏移甚至可能占据主导地位，大幅限制小型设备的准确度和稳定性。因此，对其进行实验探测、深入研究并开发抑制方法，是原子干涉测量以及开发用于各种用途（重力仪、加速度计和陀螺仪）的高精度紧凑型移动量子传感器的相关重要任务。

[1] M. Kasevich, S. Chu, Phys. Rev. Lett. 67, 181（1991 年）。[2] A. Peters, K. Y. Chung, S. Chu, 《计量学》38, 25（2001）。[3] C. Freier, M. Hauth, V. Schkolnik, 等, 《物理学杂志：会议系列》723, 012050（2016）。[4] V. M´enoret, P. Vermeulen, N. Le Moigne, 等, 《科学报告》8, 12300（2018）。[5] N. Heine, J. Matthias, M. Sahelgozin, 等, 《欧洲物理学杂志D》74, 174（2020）。[6] A. Wicht, J. M. Hensley, E. Sarajlic, 等, 《物理学学报》102, 82（2002）。[7] G. Rosi, F. Sorrentino, L. Cacciapuoti, 等, 《自然》510, 518（2014）。[8] X. C. Duan, X. B. Deng, M. K. Zhou, 等, Phys. Rev. Lett. 117, 023001（2016）。[9] P. Asenbaum, C. Overstreet, M. Kim, 等, Phys. Rev. Lett. 125, 191101（2020）。[10] L. Zhou, S.-T. Yan, Y.-H. Ji, 等, 利用原子干涉仪对等效原理进行高精度质能检验, 《前沿物理》10, 1039119（2022）。[11] J. Kennedy, T. P. A. Ferr´e, B. Creutzfeldt, Water Re- sources Research 52, 7244-7261（2016）。[12] M. Diament, G. Lion, G. Pajot-M´etivier, 等, IEEE Instrum. Meas. Mag. 27, 17 (2024). [13] H. J. McGuinness, A. V. Rakholia, G. W. Biedermann, Appl. Phys. Lett. 100, 011106 (2012). [14] F. A. Narducci, A. T. Black, J. H. Burke, Adv. Phys.: X 7, 1946426 (2022). [15] G. A. Olivares-Renter´ıa, D. A. Lancheros-Naranjo, E. Gomez, et al., Phys. Rev. A 101, 043613 (2020). [16] H. Qing-Qing, Z. Hang, L. Yu-Kun, et al., Optik 276, 170637 2023( ). [17] Y. Wang, J. Glick, T. Deshpande, et al., Phys. Rev. Lett. 133, 243403 (2024). [18] P. Cheiney, L. Fouch´e, S. Templier, et al., Phys. Rev. Applied 10, 034030 (2018). [19] J. Wei, J. Huang, C. Lee, Phys. Rev. Res. 7, L012064 (2025). [20] P. Storey, C. Cohen-Tannoudji, 原子干涉测量的费曼路径积分方法：教程。J. Phys. II France 4, 1999-2027 (1994). [21] C. J. Bord´e, 原子光学与干涉测量的理论工具，C. R. Acad. Sci. Paris 2, S´erie IV, 509-530 (2001). [22] H. J. McGuinness, A. V. Rakholia, G. W. Biedermann, Appl. Phys. Lett. 100, 011106 (2012).