有限响应时间下冷原子干涉测量中镜脉冲的优化切片相位控制

Xueting Fang[1,2], DoudouWang[1], Kun Yuan[1], Jie Deng[1], Qin Luo[1], *Xiaochun Duan[1], MinkangZhou[1], LushuaiCao[1], 和 Zhongkun Hu[1,3]华中科技大学国家引力实验室、教育部基本物理量测量重点实验室和物理学院，中华人民共和国湖北省武汉市 *430074*[2]武汉引力与固体潮国家野外科学观测研究站，湖北省武汉市 *430071*[3]武汉量子技术研究院，中华人民共和国武汉市 *430206*（日期：2026年1月23日）

原子干涉仪的镜脉冲需要在实验非均匀性条件下兼具高效率和强鲁棒性。本研究表明，采用新颖的自适应切片结构设计的量子最优控制镜脉冲可显著提升干涉仪性能。我们使用梯度上升脉冲工程（GRAPE），通过将控制离散为非均匀相位切片，为马赫-曾德尔光脉冲原子干涉仪设计了优化镜脉冲。该设计提高了对实验相关失谐 $[-\Omega_0,\Omega_0]$ 和拉比频率 $[0.1\times\Omega_0, 1.9\times\Omega_0]$（$\Omega_0 = 2\pi\times 25\text{kHz}$）变化的容忍度，同时即使响应时间延迟高达 1.6 μs，仍能保持较高的转移效率。研究发现，该优化脉冲对耦合非均匀性和速度展宽具有鲁棒性，相较于传统脉冲，其鲁棒性显著提升。自适应脉冲切片方法提供了一种极简策略，可在降低实验复杂性的同时增强鲁棒性和可扩展性，为高精度原子干涉测量中的量子最优控制提供了一种创新方案。

arXiv:2601.15586v1 [quant-ph] 22 Jan 2026

I. 引言

原子干涉仪（AIs）作为精密测量的重要工具，已广泛用于测量重力加速度 [1–6], 重力梯度 [7–11], 旋转[12–16], 牛顿引力常数 [17–19], 精细结构常数 [20–22], , 以及检验等效原理 [23–27], 、探测暗物质和暗能量 [28–30],, 也已被提议用于探测引力波[31, 32]。提高这些物理量测量精度的一种关键途径是提升原子干涉仪的精度。因此，如何提高原子干涉仪的精度是一个重要问题。

原子干涉仪的最终灵敏度从根本上受三个关键参数限制：原子物质波的德布罗意波长、干涉面积和原子数。世界各地的研究团队一直在探索各种提高干涉仪灵敏度的策略，包括使用超冷原子 [33–35]以及采用基线长达 10 米的大型喷泉构型 [36–38]。近年来，受核磁共振（NMR）波谱学中脉冲优化技术的重大进展启发[39–41], , 人们对应用量子最优控制来提高原子干涉仪的精度越来越感兴趣。

制备优化脉冲对于提升人工智能的性能至关重要，因为这些脉冲能够显著提高 π脉冲的反射率，并增强其对激光失谐和拉比频率变化的鲁棒性，从而提升条纹对比度和测量灵敏度。特别是，定制的抗误差脉冲已通过理论方案得到广泛研究 [42–45], , 这些方案表明量子控制技术能够提升干涉仪的鲁棒性和性能。相比之下，实验实现仍然有限，仅有少数值得关注的演示 [46–48]采用复合Floquet脉冲、定制拉曼脉冲或数值优化脉冲来提升保真度和条纹对比度。尽管取得了这些进展，这些脉冲通常具有复杂的时间相位轮廓，而相位调制器响应有限，使其在实验中实现面临相当大的挑战。此外，在实验实现中，调制器响应时间对最终保真度的影响仍未得到充分探索。

为克服这些局限，我们提出了一种切片相位优化策略，将原子系综的空间密度分布和速度分布纳入考量。该方法通过将激光相位差离散为持续时间有限、相位值恒定的时间切片，生成具有阶梯状相位轮廓的优化脉冲。所提出的方法显著提高了拉曼转移效率，并减轻了横向云团膨胀和纵向速度弥散导致的信号损失，同时降低了波形复杂度。此外，该方法明确考虑了实验中的有限响应时间，在不牺牲高保真度性能的前提下，提高了实验可行性。

本文结构安排如下：在第II节中，我们介绍系统的理论模型，包括原子云的空间分布和速度分布、内自由度，并给出系统哈密顿量。在第III节中，我们介绍最优控制框架，包括关键优化参数的配置，并讨论单粒子保真度和系综平均保真度。在第IV节中，我们展示采用优化脉冲获得的数值结果，包括考虑响应时间的结果，表明保真度显著提升。最后，我们在第V节给出结论。

* 电子邮箱：luoqin@hust.edu.cn

II. 理论模型

在本研究中，我们对由10^6 ^{87}Rb原子组成的原子系综进行建模，其空间分布和速度分布假定遵循人工智能模拟中常用的典型高斯分布。由于拉曼光束沿z轴传播，因此只有纵向速度分量v_z 以及x –y 平面内的横向空间分布与原子所经历的有效失谐和耦合强度相关。系综参数——对应于x –y 平面内约 3 μK 的横向温度和低于 300 nK 的有效纵向温度——取自移动光学黏团和拉曼速度选择后实验中常见的代表性数值，并用于构建数值模拟所需的分布函数。

如图1（a）所示，假设横向 x-y 平面内的空间密度分布为

$$P_s(x,y)=\frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_y}\exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right), \qquad (1)$$

其中，σ_x 和σ_y 分别表示原子云在 x 和 y 方向上的位置展宽。为简化描述并利用系统的柱对称性，将笛卡尔坐标（x，y）转换为柱坐标（r，θ），其中 $r=\sqrt{x^2+y^2}$，且 $\theta=\tan^{-1}$（y/x）。在因禁势和激光配置均具有方位对称性的假设下，空间密度实际上可简化为仅依赖径向坐标 r 的函数，即 P_s（r）$=$（r/σ_r^2）$\exp\left(-r^2/2\sigma_r^2\right)$，其中$\sigma_r=\sigma_x=\sigma_y$。类似地，如图 1（b）所示，沿纵向 z 轴的原子速度分布呈高斯形式，并假设为

$$P_v(v_z)=\frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_v^2}}\exp\left(-\frac{v_z^2}{2\sigma_v^2}\right), \qquad (2)$$

其中，$\sigma_v=\sqrt{k_BT/M}$ 表示沿z方向的速度展宽，其中k_B 为玻尔兹曼常数，T 为温度，而M 为原子质量。此外，为考虑横向空间分布与纵向速度分布之间可能存在的相关性，我们引入了联合概率函数$P_{sv}(r,\ v_z)=P_s(r)\cdot P_v(v_z$，并对其进行了数值表征。该联合分布的形式如图1（c）所示。

在该模型中，我们忽略了横向热膨胀的影响。当横向温度为 3 μK 时，热速度约为 1.7 cm/s；在持续时间为 ~μs 的拉曼脉冲期间，对应的横向位移仅为数微米。与典型的激光束腰相比，该位移可以忽略不计，因此每个原子感受到的激光强度实际上保持不变。因此，可以安全地忽略横向运动对跃迁动力学的影响。

通过采用基于 ^{87}Rb D2线的拉曼型人工智能，实现了对原子系综内态的相干操控。两个超精细基态，

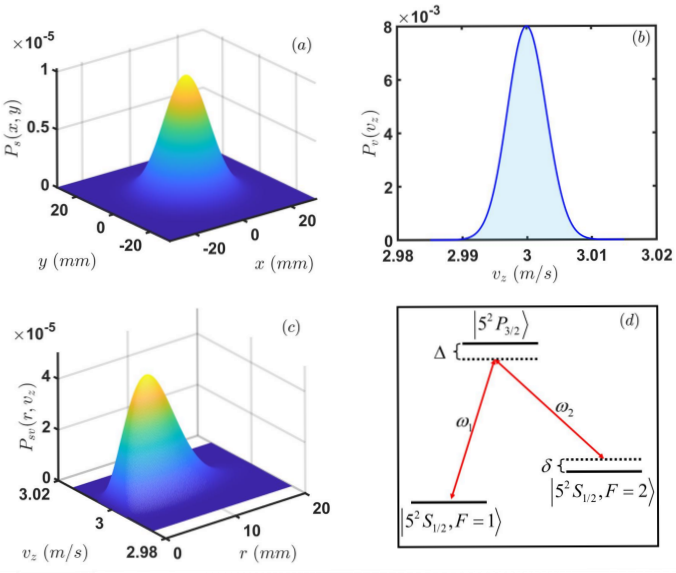

图 1. (a) 数值模型中假设的原子云在x –y平面上的空间分布，呈理想高斯分布。(b) 原子沿z方向的速度分布符合高斯分布。(c) 根据假设的空间和速度高斯分布构建的联合概率分布。(d) 三能级拉曼系统示意图。两束反向传播、频率分别为 ω_1 和 ω_2 的激光束，通过中间激发态 |i⟩耦合两个超精细基态|g⟩ 和 |e⟩ 。图中标出了单光子失谐 Δ 和双光子失谐 δ 。

分别记作 $|g\rangle=\left|5^2S_{1/2},\ F=1\right\rangle$和 $|e\rangle=\left|5^2S_{1/2},\ F=2\right\rangle$，通过双光子受激拉曼跃迁耦合。引入中间激发态 |i⟩ $=\left|5^2P_{3/2}\right\rangle$ 以实现双光子拉曼过程：一个光子从一束激光中被吸收，并发射到另一束激光中，从而在 |g⟩和 |e⟩之间产生相干布居转移。该跃迁伴随着动量转移 $\hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}=\hbar(\mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2)$，其中$\mathbf{k}_1$ 和$\mathbf{k}_2$ 是两束激光场的波矢。

图 1(d) 展示了能级构型和拉曼耦合方案。每束拉曼光相对于中间激发态 |i⟩ 均存在较大的失谐，称为单光子失谐 Δ，其定义为 $\Delta=(\omega_i-\omega_g)-\omega_1$，即激光频率 ω_1 与从 |g⟩到 |i⟩的跃迁频率之差。该失谐使得可以绝热消除处于 |i⟩的布居。双光子失谐定义为 $\delta=(\omega_1-\omega_2)-\omega_{eg}$，用于量化两束激光的频率差（$\omega_1-\omega_2$）与基态超精细分裂$\omega_{eg}=\omega_e-\omega_g$之间的频率不匹配。 Δ 和 δ 在决定拉比频率和态转移保真度方面都起着关键作用。

在实际中，拉曼光束具有有限的横向分布，这会导致局部拉比频率随位置变化。为考虑这种空间非均匀性，每束光均采用高斯横向分布建模，并假设沿z轴反向传播，其中

横向位置r处的电场表示为

$$E_j(r,t) = E_{0j}\exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right)\exp\left[i\left(k_{zj}z - \omega_j t + \phi_j\right)\right], (j = 1,2), \tag{3}$$

其中，E_{0j}是第j束拉曼激光束的峰值场振幅，w是激光束腰，ϕ_j是激光相位，k_{zj}是沿z方向的波矢。因此，处于不同径向位置的原子感受到不同的场强，导致原子云中的拉比频率各不相同，进而使原子动力学演化呈现空间依赖性。

原子系综的位置r和纵向速度v_z通过从测得宽度为σ_r和σ_{v_z}的高斯分布中随机抽样得到。为描述这一行为，我们对原子进行抽样，以获得基态：

$$\begin{aligned} |g\rangle_{r,v_z} &\equiv |g; r, v_z\rangle, \\ |e\rangle_{r,v_z} &\equiv |e; r, v_z\rangle, \end{aligned} \tag{4}$$

每个原子都制备在基态$|g\rangle$，单个原子的初始态表示为$|\psi(0)\rangle \equiv |g\rangle_{r,v_z}$。

在旋波近似下，且在单光子失谐较大的极限下，系统可简化为一个高效的两能级模型。与激光场相互作用的两能级原子的有效哈密顿量可表示为$\hat{H}(r,v_z,t) = \hat{H}_0(v_z) + \hat{H}_{\text{control}}(r,t)$，其中

$$\begin{aligned} \hat{H}_0(v_z) &= \frac{\hbar\delta_{\text{eff}}(v_z)}{2}\hat{\sigma}_z, \\ \hat{H}_{\text{control}}(r,t) &= \frac{\hbar\Omega_R(r)}{2}\left\{\cos\left[\phi_L(t)\right]\hat{\sigma}_x + \sin\left[\phi_L(t)\right]\hat{\sigma}_y\right\}. \end{aligned} \tag{5}$$

这里，$\hat{\sigma}_x$、$\hat{\sigma}_y$和$\hat{\sigma}_z$是泡利矩阵，$\phi_L(t) = \phi_1(t) - \phi_2(t)$是相对激光相位，即两束拉曼光束之间的相位差；$\delta(v_z)$是有效双光子失谐，$\Omega_R(r)$是双光子拉比频率。失谐还可进一步分解为$\delta_{\text{eff}}(v_z) = -\delta^{\text{AC}} + (\omega_1 - \omega_2) - \left(\omega_{eg} + \delta_{\text{rec}} + \delta_D\right)$，其中$\delta^{\text{AC}}$表示交流斯塔克位移，$\delta_{\text{rec}} = \hbar|k_{\text{eff}}|^2/2M$是反冲位移项，$\delta_D = k_{\text{eff}}v_z$是由原子纵向速度$v_z$引起的多普勒频移。下文中，我们使用$\delta_{\text{eff}}$作为失谐参数，因为它同时包含多普勒频移和额外的光移修正。为清晰起见，本文其余部分将δ_{eff}简称为“失谐”。拉比频率$\Omega_R(r)$可表示为$\Omega_R(r) = \Omega_1(r)\Omega_2(r)/2\Delta$，其中$\Omega_1(r)$和$\Omega_2(r)$分别表示单光子拉比频率，用于表征各激光场与原子跃迁之间偶极耦合的强度。

将相对激光相位$\phi_L(t)$视为可调控制参数后，有效哈密顿量为脉冲整形和最优控制提供了统一且系统的框架。在实践中，可采用定制的相位调制策略，以增强对非均匀展宽的鲁棒性。

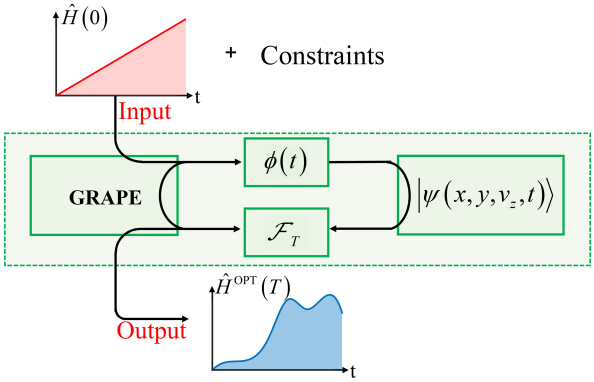

图 2. GRAPE 最优控制算法示意图。将初始控制场$\hat{H}(0)$施加到数值模拟系统上，并在物理约束下进行迭代优化。优化过程会在时间演化后最大化优值函数$\mathcal{F}$，从而得到最终控制场$\hat{H}^{\text{OPT}}(T)$。

III. 最优控制

最优控制理论为设计随时间变化的控制场提供了系统框架，使其能够在系统演化结束时最大化选定的性能指标。如图 2 所示，系统动力学由控制哈密顿量$\hat{H}(t) = \hat{H}_0 + \hat{H}_{\text{control}}(\phi(t))$控制，其中$\hat{H}_0$表示自由哈密顿量，$\hat{H}_{\text{control}}$表示由$\phi(t)$参数化的外部控制场。在我们的工作中，$\phi(t)$对应于拉曼激光相位的时变调制，其优化依据性能函数$\mathcal{F}$，并遵循时间演化方程$i\hbar d|\psi(t)\rangle/dt = \hat{H}(t)|\psi(t)\rangle$。在本研究中，GRAPE 优化所用的性能函数$\mathcal{F}$明确定义为保真度。优化后得到的最终控制场$\hat{H}^{\text{OPT}}(T)$，能够在理论和实验限制范围内有效地将初始态转化为目标态。

在此框架下，采用梯度上升脉冲工程（GRAPE）算法[49]，通过计算保真度相对于控制参数的梯度，迭代调整控制参数。为高效执行这一优化，在 GRAPE 循环中使用了带边界约束的有限内存 Broyden-Fletcher-Goldfarb-Shanno 算法（L-BFGS-B），显著加快了收敛，并确保在实验约束下稳定更新。

在我们的最优控制实现中，为降低实验复杂性，将连续相位优化重新表述为受约束的切片优化问题。总脉冲持续时间T被划分为N个时长不等的时间切片，其持续时间为$\Delta t_i (i = 1, 2, \cdots, N)$，约束可表示为

$$\sum_{i=1}^{N}\Delta t_i = T, \left(\Delta t_{\min} \le \Delta t_i \le \Delta t_{\max}\right). \tag{6}$$

其中$\Delta t_{\min}$和$\Delta t_{\max}$分别为切片时长的最小值和最大值

。在每个切片时长内，假设激光相位 $\phi_L(t)$保持不变，可写为

$$\phi_L(t) = \phi_k, t \in [t_{k-1}, t_k), \tag{7}$$

其中，$\phi_k \in [0, 2\pi)$ 表示优化后的相位值，$_k$和 $t_k = \sum \Delta t_i$。这种参数化将无限维连续优化转化为 $2N$维参数空间，由 $\{\Delta t_i, \phi_k\}$ 构成，从而在降低计算复杂度的同时，保留实现高保真度相位调制的能力。

实际中，实验装置的有限响应时间使相邻时间片之间无法发生瞬时相位跃迁。为考虑这一影响，我们在脉冲设计中引入了线性响应模型。将相邻两个时间片之间的相位跃迁建模为在每个时间片开始时，持续一小段时间 τ_{resp} 的线性插值。相位重新定义为

$$\phi_{\text{exp}}(t) = \begin{cases} \phi_{k-1} + \dfrac{(\phi_k - \phi_{k-1})}{\tau_{\text{resp}}}(t - t_{k-1}), & t \in [t_{k-1}, t_{k-1} + \tau_{\text{resp}}) \\ \phi_k, & t \in [t_{k-1} + \tau_{\text{resp}}, t_k) \end{cases} \tag{8}$$

这种方法得到分段线性的相位轮廓，能够更准确地反映实验中可实现的波形，同时保留优化所需的基本自由度。

为实现传输鲁棒性，优化针对从原子云的高斯空间和速度分布中抽样得到的一组原子构型进行。由于激光束具有高斯轮廓，位于不同横向位置的原子会经历不同的拉比频率；而纵向速度不同的原子则会产生不同的多普勒诱导的双光子失谐。通过对分布进行均匀抽样，并针对每个抽样点（r，v_z）评估系统动力学，确保所得控制脉冲不仅对标称系统保持高保真度，也能对集合中有限空间展宽和速度展宽所导致的失谐与耦合强度变化保持鲁棒性。

原子干涉测量中镜脉冲优化的核心目标，是实现从基态 $|g\rangle_{r,\ v_z}$ 到激发态 $|e\rangle_{r,\ v_z}$的高保真度量子态转移。对于单个原子，保真度定义为

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_{\text{single}}^{\text{real}} &= \text{Re}\left({}_{r,v_z}\langle e|\, \hat{U}(r, v_z; T, 0)\, |g\rangle_{r,v_z}\right), \\ \mathcal{F}_{\text{single}}^{\text{imag}} &= \text{Im}\left({}_{r,v_z}\langle e|\, \hat{U}(r, v_z; T, 0)\, |g\rangle_{r,v_z}\right). \end{aligned} \tag{9}$$

其中传播算符为

$$\hat{U}(r, v_z; T, 0) = \mathcal{T} \exp\left(-\frac{i}{\hbar}\int_0^T \hat{H}(r, v_z, t')\, dt'\right). \tag{10}$$

下文采用实部定义 $\mathcal{F}_{\text{single}} = \mathcal{F}^{\text{real}}$ [42]。这一选择遵循文献，对于人工智能中的镜脉冲至关重要。尽管最大化绝对值能够确保布居转移，但无法约束不同速度类别之间的末态相位。尽量减小相位弥散对于保持干涉对比度至关重要，因此，实部（或虚部）保真度是优化镜脉冲的适当指标。

在我们的理论模拟中，镜脉冲的保真度下降源于对所建模原子系综中非均匀性的假设。由于假设空间和速度分布均遵循高斯分布，不同原子会经历不同的有效双光子失谐和不同的拉比频率。这些由分布引起的变化构成了系统非均匀性的主要来源。为了全面评估并提升脉冲性能，我们构建了镜脉冲的系综平均保真度，可表示为

$$\mathcal{F}_{\text{ave}} = \int\int P_{sv}(r, v_z)\mathcal{F}_{\text{single}} dr dv_z. \tag{11}$$

该保真度考虑了原子的空间和速度概率分布，从而反映了脉冲在实验条件下的鲁棒性和有效性。

IV. 结果

基于该模型，数值模拟采用原子云进行，其横向高斯半径为 $\sigma_r = 3$ mm，纵向速度展宽为$\sigma_{v_z} = 5$。4 mm/s。为清晰起见，模拟中采用的关键光学和原子参数汇总于表I。为生成稳健的镜脉冲并降低实验复杂度，我们采用了带中心对称约束的基于切片的相位优化策略。在此方法中，调制序列由 N 个非均匀时间切片 Δt_i组成。相位轮廓的中心对称约束有效地将独立优化参数的数量减半，从而简化了计算过程。在每个切片时长内，拉曼激光相位保持恒定，而切片时长则允许在优化过程中调整。

图 3(a) 展示了镜脉冲的优化相位轮廓 $\phi_L(t)$，对应于 $\tau_{\text{resp}} = 0$ μs。优化

表 I。数值模拟中使用的关键光学和原子参数，包括光功率、拉曼失谐、拉比频率、激光束腰，以及原子系综的空间和速度特征。

参数	值
光功率	$P = 12.9$ mW
单光子失谐	$\Delta = 1.5 \times 2\pi$ GHz
拉比频率	$\Omega_0 = 25 \times 2\pi$ kHz
激光束腰	w = 11毫米
原子云半径	σ_r = 3mm
横向温度	T_{xy} = 3μK
纵向温度	T_z = 300纳开尔文

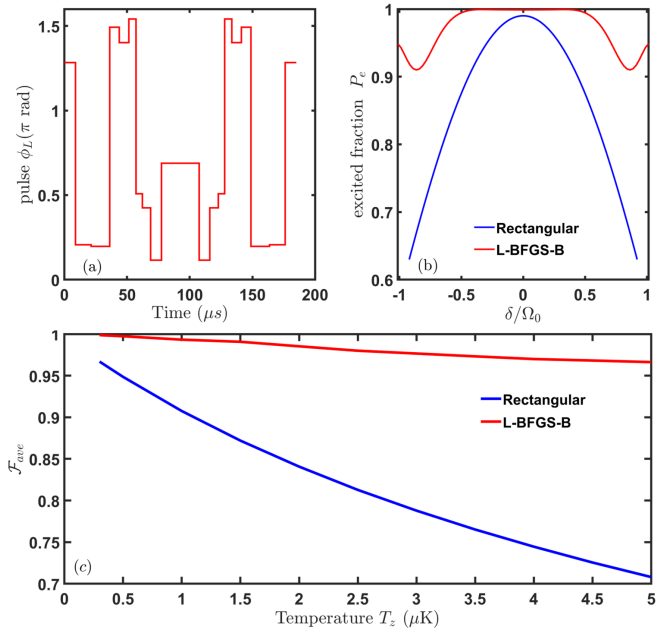

图3. (a) 在切片数为$N = 20$ （$\tau_{\text{resp}} = 0$ μs）的约束下，为最大化 $\mathcal{F}_{\text{ave}}$ 而优化的 GRAPE 脉冲的相位轮廓 $\phi_L(t)$。(b) 激发态布居随双光子失谐 δ的变化，其中拉比频率固定为 $\Omega_0 = 2\pi \times 25$ kHz。比较优化脉冲相位（红色曲线）与矩形脉冲相位（蓝色曲线）的结果。(c) 系综平均保真度 $\mathcal{F}_{ave}$ 随纵向温度T_z的变化。

在失谐 $\delta \in [-\Omega_0, \Omega_0]$ 和拉比频率 $\Omega \in [0.5\Omega_0, 1.5\Omega_0]$，（其中 $\Omega_0 = 2\pi \times 25$ kHz）的参数空间内进行。相位 ϕ_L (t) 被离散为 N = 20 个时间切片，并在优化过程中进行自适应调整（5 μs≤ $\Delta t_i \leq$ 15 μs）。红色曲线所示的结果相位轮廓呈现阶梯状结构，反映出切片调制能够在脉冲持续时间内动态重新分配相位。图 3(b) 展示了优化脉冲（红色曲线）和矩形脉冲（蓝色曲线）的激发态概率 P_e 对失谐的依赖关系。在 $[-0.54 \times \Omega_0, 0.54 \times \Omega_0]$, 的失谐范围内，优化脉冲表现出显著的鲁棒性，$P_e > 0$ 始终保持在 0.99，而矩形脉冲的 $P_e \approx 0$ 则迅速下降至 0.85（在 $\pm 0.54 \times \Omega_0$, 处），鲁棒性提高约 14%。这些结果证实，时间片相位调制策略有效抑制了原子云速度分布对跃迁概率的不利影响。

图。3(a) 和 (b) 展示了在对应于典型实验条件的固定纵向温度下的性能；此外，探究脉冲性能对原子温度的依赖关系也很重要。图3(c) 显示了系综平均保真度对 $\mathcal{F}_{\text{ave}}$ 纵向温度 T_z的依赖关系，温度范围为 0.3 μK 至 5 μK。如图 3(c) 所示，矩形脉冲对应的保真度会随着温度升高而迅速下降，从低温时高于 0.9 降至

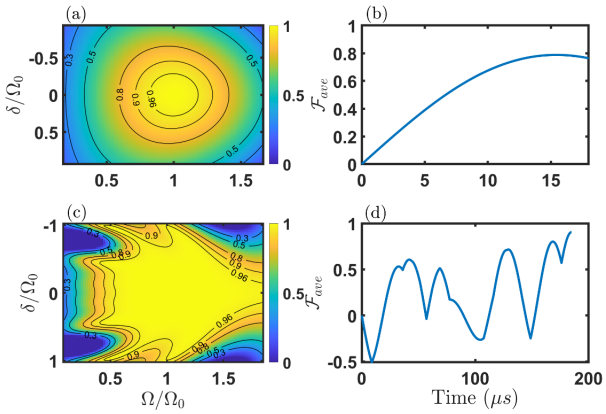

图4. (a) 和 (c) 分别展示矩形相位脉冲和优化相位脉冲下，激发态布居在双光子失谐和拉比频率参数空间中的分布。等高线对应 0.3、0.5、0.8、0.9 和 0.96。(b) 和 (d) 分别展示矩形相位脉冲和优化相位脉冲下 $\mathcal{F}_{ave}$ 的时间演化。所有结果均假设 $\tau_{\text{resp}} = 0$ μs。

在$T_z = 5$ μK 时约为 0.71。相比之下，优化脉冲在整个温度范围内都能保持显著更高的保真度，即使在较高温度下也仍高于 0.96。这些结果表明，优化脉冲能够有效抵御温度引起的多普勒展宽，并且在大幅放宽的实验条件下仍能保持有效。

利用图3(a)中的优化相位轮廓，系统地研究了失谐 δ 和拉比频率 Ω 变化对干涉仪对比度的影响。图4(a,c)给出了二维参数扫描结果，比较了矩形脉冲与优化序列在失谐$\delta \in [-、\ \Omega_0,、\ \Omega_0]$ 以及耦合强度 $\Omega \in [0.1 \times、\ \Omega_0, 1.9 \times、\ \Omega_0]$,变化时的激发态概率 P_e 分布。拉比频率在 $\Omega \in [0.55 \times$ 至 $\Omega_0, 1.9 \times$ 之间变化时，优化脉冲仍表现出对激光强度波动的强鲁棒性，维持 $P_e > 0$。96。相比之下，矩形脉冲的性能显著下降，在相同区域内降至 $P_e < 0.8$，对应的相对效率损失约为16%。这些结果证实，切片相位调制策略有效抑制了速度非均匀性和强度噪声的不利影响，从而确保了态输运的鲁棒性。

系综平均保真度的时间演化$\mathcal{F}_{\text{ave}}(t)$ 在矩形脉冲和优化控制方案下的结果如图4(b) 和 (d) 所示。对于优化脉冲，保真度在整个脉冲持续时间内持续呈现非单调振荡，而非平滑上升。这种振荡行为表明，系统沿着一条非绝热且动力学丰富的轨迹演化。相比之下，矩形脉冲使保真度逐渐提高，但最终性能仍较差；整个演化过程中系综平均保真度的最大值仅达到 $\mathcal{F}_{ave}(T) \approx 0$。81。

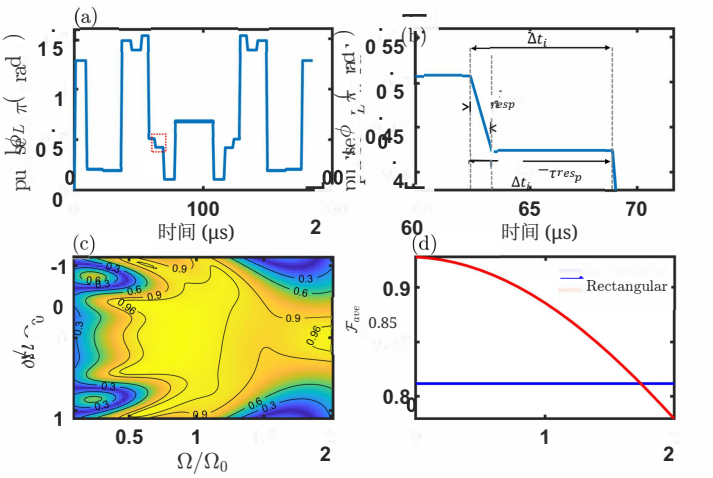

图5。（a）响应时间为 τ_{resp} = 1 μs时，优化相位脉冲的时间演化。（b）面板（a）中红色虚线框区域的放大图，其中相邻时间片之间的相位跃迁被视为持续时间为τ_{resp}的线性跃迁。在剩余时间间隔 $\Delta t_i - \tau_{resp}$内，脉冲相位保持在优化值。（c）考虑有限响应时间时，系统在拉比频率 Ω 和双光子失谐 δ 参数空间中的激发态布居。（d）最终系综平均保真度 $\mathcal{F}_{ave}(T)$ 随响应时间的变化；当响应时间为 $\tau_{resp} \leq 1.6$ μs时，优化脉冲（红色）的表现优于矩形脉冲（蓝色）。

在终止时刻，优化脉冲序列实现了$\mathcal{F}_{ave}(T) \approx 0.93$，显著优于矩形脉冲。这些结果凸显了时间片相位调制策略在补偿速度弥散及其他非均匀性方面的鲁棒性和效率，尽管演化过程中存在非单调动力学。

为更好地体现实验约束，对优化控制序列进行了修改，以纳入有限的激光相位响应时间τ_{resp}。图5（a–c）展示了在 τ_{resp} = 1 μs 时获得的结果。所得相位轮廓如图5（a）所示，图5（b）为框选区域的放大图，明确展示了相邻时间片之间的线性相位跃迁。图5（c）展示了修改后脉冲在激光失谐和拉比频率变化下的鲁棒性表现。等高线图表明，即使响应时间有限τ_{resp}，优化脉冲在 δ和Ω构成的宽广参数区域内仍保持较高的激发概率。

此外，图5(d) 描绘了 $\mathcal{F}_{ave}(T$随响应时间τ_{resp}变化的关系。随着τ_{resp} 增加，由于相位跃迁日益平滑并偏离优化控制序列，保真度单调下降。具体而言，当 $\tau_{resp} \leq 1$。6 μs 时，优化脉冲的保真度仍保持在 0.81 以上，显著高于矩形脉冲所达到的水平，充分证实了其明显的性能优势。然而，当 τ_{resp} >1。6 μs 时， $\mathcal{F}_{ave}(T)$ 降至 0.81 以下，优化脉冲不再优于矩形脉冲。这些结果表明，切片相位调制策略在现实的调制约束下仍具有鲁棒性，同时也为实验中选择

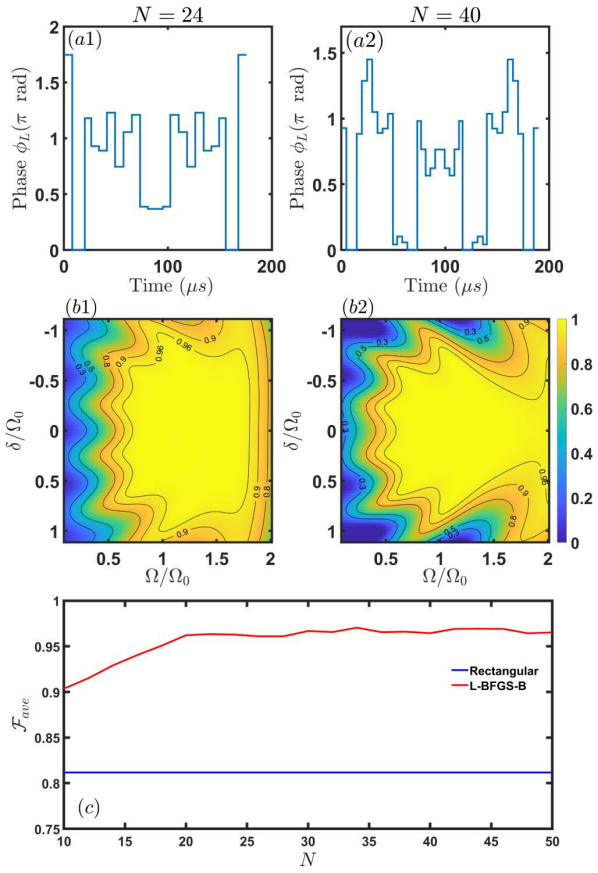

图6。(a1，a2) 具有不同时间切片数的控制脉冲的优化相位轮廓，N = 24 和N = 40。(b1，b2) 在相应条件下，系统在 Ω 和 δ 参数空间中的激发态布居。(c) 系综平均保真度 $\mathcal{F}_{ave}$ 随时间片数N变化的关系。

可行的响应时间。

在拉曼型人工智能中，通过脉冲优化提升跃迁效率被发现是不同时间切片数下的普遍特征。图6(a1)-(b1)和(a2)-(b2)分别给出了N = 24和N = 40的两个代表性示例。图6(a1)展示了通过最大化系综平均保真度 $\mathcal{F}_{ave}$(t)获得的N = 24时的优化相位轮廓。相应的、针对失谐和耦合强度变化的鲁棒性如图6(b1)所示，其中激发态概率在参数空间的大部分区域内均保持在P_e > 0.96以上。对于N = 40的情况，也观察到了类似的改进，如图6(a2)–(b2)所示。在这两种情况下，最终的系综平均保真度 $\mathcal{F}_{ave}$ (T) > 0.9，表明所提出的分片相位策略在不同离散化条件下始终能够确保稳健的态转移。为进一步量化时间片数的影响，我们计算了最终系综平均保真度 $\mathcal{F}_{ave}$(T)随N的变化关系，如图6(c)所示。保真度随切片数增加而提高，并在N ≥ 20时进入饱和区间，此后增加切片数只能带来有限的改进。这一行为表明，一旦达到足够的控制性能，分片相位脉冲便对预先确定的

确切值不敏感，并保持始终较高的性能。因此，适量的切片数在鲁棒性与控制复杂度之间实现了良好的平衡。

V. 结论与展望

本研究针对原子速度分布和激光强度变化优化了镜脉冲，以提高原子干涉仪（AI）的跃迁效率。研究采用基于切片的相位优化策略，将失谐和拉比频率的变化纳入系综分布。值得注意的是，优化过程中明确考虑了有限相位响应时间。结果表明，即使在实际调制约束下，优化脉冲仍能对失谐和耦合强度的波动保持很强的鲁棒性，同时也能抵御纵向温度变化，从而较矩形脉冲实现了显著提升。

本研究对原子干涉仪中的镜脉冲进行了优化。未来研究可将这一方法拓展至分束脉冲的优化，并建立全面的原子干涉仪模型，从而全面提升干涉仪性能。此外，尽管当前研究聚焦于静态非均匀性，后续研究还可纳入动态扰动，例如原子云位置/速度波动与波前或磁场之间的耦合效应。未——

来工作可在密度矩阵形式体系中纳入退相干效应，并探索机器学习辅助的实时优化策略，以进一步增强系统在复杂环境下的鲁棒性。此外，将这一方法拓展至多粒子纠缠态的控制，或可为量子增强精密计量开辟新的方向。

致谢

本研究得到中国重点研发计划（项目编号：2023YFC2907003和2022YFC3003802）及国家自然科学基金（项目编号：U2341247、12374464、12204186和12274613）的资助。本研究还获得武汉引力与固体潮国家野外科学观测研究站开放基金（项目编号：WHYWZ202410）的资助。此外，本研究还得到华中科技大学2025年省级大学生创新训练计划（项目编号：S202510487777）的支持。

数据可用性

支持本文研究结果的数据未公开。经合理请求，作者可提供相关数据。

[1] Achim Peters、Keng Yeow Chung 和 Steven Chu。通过释放原子测量重力加速度。《自然》，400(6747):849–852，1999年。[2] Anne Louchet-Chauvet、Tristan Farah、Quentin Bodart、Andr´e Clairon、Arnaud Landragin、S´ebastien Merlet 和 Franck Pereira Dos Santos。横向运动对原子重力仪的影响。《新物理学杂志》，13(6):065025，2011年6月。[3] N. Poli、F.-Y. Wang、M. G. Tarallo、A. Alberti、M. Prevedelli 和 G. M. Tino。利用光晶格中的冷原子精密测量重力，并与经典重力仪进行比较。《物理评论快报》，106:038501，2011年1月。[4] 胡忠坤、孙步亮、Xiao-Chun Duan、周敏康、陈乐乐、詹苏、张巧珍和 Jun Luo。超高灵敏度原子干涉绝对重力仪的演示。《物理评论*A*》，88:043610，2013年10月。[5] Xuejian Wu、Zachary Pagel、Bola S. Malek、Timothy H. Nguyen、Fei Zi、Daniel S. Scheirer 和 Holger M¨uller。利用移动式原子干涉仪开展重力测量。《科学进展》，5(9)，2019年9月。[6] 张炯阳、Wen-Jie Xu、孙世达、舒宇彪、Qin Luo、程远、胡忠坤和周敏康。车载便携式原子重力仪及其在野外重力测量中的应用。《*AIP*进展》，11(11):115223，2021年11月。[7] M. J. Snadden、J. M. McGuirk、P. Bouyer、K. G. Haritos 和 M. A. Kasevich。利用基于原子干涉仪的重力梯度仪测量地球重力梯度。《物理评论快报》，81:971–974，1998年8月。

[8] Xiao-Chun Duan、Min-Kang Zhou、De-Kai Mao、姚慧冰、Xiao-Bing Deng、Jun Luo 和胡忠坤。采用双条纹锁定方法运行基于原子干涉测量的重力梯度仪。《物理评论*A*》，90:023617，2014年8月。[9] R. Caldani、K. X. Weng、S. Merlet 和 F. Pereira Dos San- tos。同步精确测定重力及其垂直梯度。《物理评论*A*》，99:033601，2019年3月。[10] Camille Janvier、Vincent M´enoret、Bruno Desruelle、S´ebastien Merlet、Arnaud Landragin 和 Franck Pereira dos Santos。达到量子投影噪声极限的紧凑型差分重力仪。《物理评论*A*》，105:022801，2022年2月。[11] Ben Stray、Andrew Lamb、Aisha Kaushik、Jamie Vovrosh、An- thony Rodgers、Jonathan Winch、Farzad Hayati、Daniel Bod- dice、Artur Stabrawa、Alexander Niggebaum 等。用于重力测绘的量子传感。《自然》，602 594，2022 7898 590( ): – 。[12] T. L. Gustavson、P. Bouyer 和 M. A. Kasevich。利用原子干涉陀螺仪进行精密旋转测量。《物理评论快报》，78:2046–2049，1997年3月。[13] P. Berg、S. Abend、G. Tackmann、C. Schubert、E. Giese、W. P. Schleich、F. A. Narducci、W. Ertmer 和 E. M. Rasel。用于高精度原子干涉测量的复合光脉冲技术。《物理评论快报》，114:063002，2015年2月。[14] Wen-Jie Xu、程玲、刘杰、张成、Ke Zhang、程远、 高智、曹鲁帅、Xiao-Chun Duan、Min- Kang Zhou 和胡忠坤。波前倾斜和空气密度波动对灵敏原子干涉陀螺仪的影响——

范围。《光学快报》，28(8):12189–12200，2020年4月。[15] Zhan-Wei Yao、Hong-Hui Chen、Si-Bin Lu、Run-Bing Li、Ze-Xi Lu、Xiao-Li Chen、Geng-Hua Yu、Min Jiang、Chuan Sun、Wei-Tou Ni、Jin Wang 和 Ming-Sheng Zhan。利用参数解耦寻相标定实现大面积双原子干涉仪陀螺仪的自对准。《物理评论*A*》，103:023319，2021年2月。[16] Romain Gautier、Mohamed Guessoum、Leonid A. Sidorenkov、Quentin Bouton、Arnaud Landragin 和 Remi Geiger。精确测量物质波的萨尼亚克效应。《科学进展》，8(23)，2022年6月。[17] J. B. Fixler、G. T. Foster、J. M. McGuirk 和 M. A. Kasevich。原子干涉仪对牛顿引力常数的测量。《科学》，315(5808):74–77，2007年1月。[18] G Rosi、F Sorrentino、L Cacciapuoti、Marco Prevedelli 和 GM Tino。利用冷原子精密测量牛顿引力常数。《自然》，510 521，2014 7506 518( ): – 。[19] De-Kai Mao、Xiao-Bing Deng、Hua-Qing Luo、Yao-Yao Xu、Min-Kang Zhou、Xiao-Chun Duan 和胡忠坤。用于测定牛顿引力常数的双磁光阱原子重力梯度仪。《科学仪器评论》，92(5):053202，2021年5月。[20] Andreas Wicht、Joel M Hensley、Edina Sarajlic 和 Steven Chu。基于原子干涉测量的精细结构常数初步测量。《物理学学报》，2002(T102):82，2002年1月。[21] Rym Bouchendira、Pierre Clad´e、Sa¨ıda Guellati-Kh´elifa、Fran c¸ois Nez 和 Fran c¸ois Biraben。精细结构常数的新测定及量子电动力学检验。《物理评论快报》，106:080801，2011年2月。[22] Richard H. Parker、Chenghui Yu、Weicheng Zhong、Brian Estey 和 Holger M¨uller。测量精细结构常数以检验标准模型。《科学》，360(6385):191–195，2018年4月。[23]Xiao-Chun Duan、Xiao-Bing Deng、Min-Kang Zhou、Ke Zhang、Wen-Jie Xu、Feng Xiong、Yao-Yao Xu、Cheng-Gang Shao、Jun Luo 和胡忠坤。利用自旋取向不同的原子检验自由落体普适性。《物理评论快报》，117:023001，2016年7月。[24] Gabriella Rosi、Guglielmo D’ Amico、Luigi Cacciapuoti、Fiodor Sorrentino、Marco Prevedelli、Magdalena Zych、˘C Brukner 和 Guglielmo M Tino。对内部能态处于相干叠加的原子进行等效原理的量子检验。《自然·通讯》，8(1):15529，2017年。[25] Ke Zhang、Min-Kang Zhou、程远、陈乐乐、Qin Luo、Wen-Jie Xu、曹鲁帅、Xiao-Chun Duan 和胡忠坤。通过布拉格衍射比较处于不同超精细态的原子，检验自由落体普适性*。《中国物理快报》，37(4):043701，2020年4月。[26] Qi Wang、Junjie Jiang、Rundong Xu、Lin Zhou、Shi-Guo Peng、Jin Wang 和 Mingsheng Zhan。用于弱等效原理原子干涉检验中双组分原子气体源制备的时间优化原子透镜机制。《物理评论*A*》，108:013107，2023年7月。[27] Jinyang Li、Greg´orio R. M. da Silva、Schuyler Kain、Jason Bonacum、David D. Smith、Timothy Kovachy 和 Selim M. Shahriar。采用大动量转移的自旋压缩增强型双组分原子干涉加速度计，用于等效原理精密检验。《物理评论*D*》，108:024011，2023年7月。[28] P. Hamilton、M. Jaffe、P. Haslinger、Q. Simmons、H. M¨uller 和 J. Khoury。原子干涉测量对暗能量的约束。《科学》，349(6250):849–851，2015年8月。[29] Clare Burrage 和 Edmund J. Copeland。利用原子干涉测量探测暗能量。《当代物理学》，57(2):164–176，2016年。[30] D. O. Sabulsky、I. Dutta、E. A. Hinds、B. Elder、C. Burrage 和 Edmund J. Copeland。利用原子干涉测量探测暗能量力的实验。《物理评论快报》，123:061102，2019年8月。[31] Savas Dimopoulos、Peter W. Graham、Jason M. Hogan、Mark A. Kasevich 和 Surjeet Rajendran。利用原子干涉测量探测引力波。《物理快报*B*辑》，678(1):37–40，2009年。[32] Nan Yu 和 Massimo Tinto。利用单激光原子干涉仪探测引力波。《广义相对论与引力》，43(7):1943–1952，2011年。[33] Julian Grond、Ulrich Hohenester、Igor Mazets 和 J¨org Schmiedmayer。囚禁玻色–爱因斯坦凝聚体的原子干涉测量：原子间相互作用的影响。《新物理学杂志》，12(6):065036，2010年6月。[34] Tarik Berrada、Sandrine Van Frank、Robert B¨ucker、Thorsten Schumm、J-F Schaff 和 J¨org Schmiedmayer。用于玻色–爱因斯坦凝聚体的集成马赫–曾德尔干涉仪。《自然·通讯》，4(1):2077，2013年。[35] Xian Zhang、Ruben Pablo del Aguila、Tommaso Mazzoni、Nicola Poli 和 Guglielmo M. Tino。采用超冷锶原子的囚禁原子干涉仪。《物理评论*A*》，94:043608，2016年10月。[36] Susannah M. Dickerson、Jason M. Hogan、Alex Sugarbaker、David M. S. Johnson 和 Mark A. Kasevich。利用长时间点源原子干涉测量实现多轴惯性传感。《物理评论快报》，111:083001，2013年8月。[37] Ming-Sheng Zhan、Jin Wang、Wei-Tou Ni、Dong-Feng Gao、Gang Wang、Ling-Xiang He、Run-Bing Li、Lin Zhou、Xi Chen、Jia-Qi Zhong、Biao Tang、Zhan-Wei Yao、Lei Zhu、Zong-Yuan Xiong、Si-Bin Lu、Geng-Hua Yu、Qun-Feng Cheng、Min Liu、Yu-Rong Liang、Peng Xu、Xiao-Dong He、Min Ke、Zheng Tan 和 Jun Luo。ZAIGA：兆山长基线原子干涉引力天线。《现代物理学国际杂志*D*辑》，29(04):1940005，2020年。[38] Wei Zhao、Xitong Mei、Dongfeng Gao、Jin Wang 和 Ming-Sheng Zhan。利用 ZAIGA 探测超轻标量暗物质。《现代物理学国际杂志*D*辑》，31 2250037，2022 05( ): 。[39] Malcolm H. Levitt 和 Ray Freeman。利用复合脉冲实现核磁共振布居反转。《磁共振杂志》（*1969*），33(2):473–476，1979年。[40] J. Baum、R. Tycko 和 A. Pines。利用相位调制脉冲实现二能级系统的宽带绝热反转。《物理评论*A*》，32:3435–3447，1985年12月。[41] Alexander Dunning、Rachel Gregory、James Bateman、Nathan Cooper、Matthew Himsworth、Jonathan A. Jones 和 Tim Freegarde。热冷原子云中用于干涉测量的复合脉冲。《物理评论*A*》，90:033608，2014年9月。[42] Jack C. Saywell、Ilya Kuprov、David Goodwin、Max Carey 和 Tim Freegarde。冷原子干涉测量的镜脉冲最优控制。《物理评论*A*》，98:023625，2018年8月。[43] Jack Saywell、Max Carey、Ilya Kuprov 和 Tim Freegarde。用于大面积原子干涉测量的双选择性脉冲。《物理评论*A*》，101:063625，2020年6月。[44] Garrett Louie、Zilin Chen、Tejas Deshpande 和 Timothy Kovachy。用于布拉格原子干涉测量的鲁棒原子光学。《新物理学杂志》，25(8):083017，2023年8月。[45] Zilin Chen、Garrett Louie、Yiping Wang、Tejas Deshpande 和 Tim Kovachy。利用量子最优控制提升锶钟原子干涉测量性能。《物理评论*A*》

，

107:063302，2023年6月。[46] Holger M¨uller、Sheng-wey Chiow、Quan Long、Sven Herrmann 和 Steven Chu。采用最多24光子动量转移分束器的原子干涉测量。《物理评论快报》，100:180405，2008年5月。[47] Jack C Saywell、Max S Carey、Philip S Light、Stuart S Szigeti、Alistair R Milne、Karandeep S Gill、Matthew L Goh、Vik- tor S Perunicic、Nathanial M Wilson、Calum D Macrae 等。利用鲁棒控制提升原子干涉惯性传感器的灵敏度。《自然·通讯》，14(1):7626，

2023年[48] Jack Saywell、Max Carey、Mohammad Belal、Ilya Kuprov 和 Tim Freegarde。原子干涉测量的拉曼脉冲序列最优控制。《物理学杂志*B*：原子、分子与光学物理》，53(8):085006，2020年[49] Navin Khaneja、Timo Reiss、Cindie Kehlet、Thomas Schulte- Herbr¨uggen 和 Steffen J. Glaser。耦合自旋动力学的最优控制：通过梯度上升算法设计核磁共振脉冲序列。《磁共振杂志》，172(2):296– 305，2005年。