arXiv:2602.06230v1 [physics.atom-ph] 5 Feb 2026

光栅磁光阱中的锯齿波绝热通过

Peter K. Elgee, [1], * Ananya Sitaram, [1], † Sara Ahanchi, [1] Nikolai N. Klimov, [2]Stephen P. Eckel, [2] Gretchen K. Campbell, [1] 和 Daniel S. Barker[2], ‡[1] *Joint Quantum Institute, University of Maryland and National Institute of Standards and Technology, College Park, MD*[2] *Sensor Science Division, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD*（日期：2026年2月9日）

我们展示了在中性 ^{88}Sr的 $^1S_0 \to {}^3P_1$ 跃迁上运行的光栅磁光阱（磁光阱）中的锯齿波绝热通过（SWAP）。基于我们的激光束几何构型进行SWAP数值模拟后，我们发现，尽管光栅磁光阱的偏振环境复杂，SWAP仍比三角波频率调制带来更强的冷却。我们的实验结果证实了这一模拟：在 $^1S_0 \to {}^1P_1$ 光栅磁光阱与 $^1S_0 \to {}^3P_1$ 光栅磁光阱之间，转移效率提高了一倍。我们在 $^1S_0 \to {}^3P_1$ 光栅磁光阱中俘获了多达 3×10^6 ^{88}Sr个原子，平均温度为4.9 μK，寿命约为0.7秒。结果表明，SWAP适用于非正交激光束几何构型，可提高基于窄线宽光栅磁光阱的传感器的占空比或原子数。

I. 引言

激光冷却推动了量子技术的发展，其中包括利用囚禁中性原子构建的量子计算机 [1], 原子钟 [2], 以及量子传感器 [3]。激光冷却的碱土原子（AE）和类碱土原子因其窄带禁戒光学跃迁，在这些技术领域备受关注。尤其是，AE 原子被用于重力仪 [4], 原子钟 [5, 6],引力波探测器 [7, 8], 和惯性导航设备 [9]等量子传感器。若基于 AE 原子的传感器要在实验室之外运行——无论是在卫星上还是分布式地面站——就必须做到简单、稳定且小巧。

使碱土原子适用于传感器的窄光学跃迁，也使其激光冷却系统的小型化更加复杂。由于碱土原子缺乏实现强亚多普勒冷却机制所需的基态超精细结构，通常需要依次经过两个磁光阱（MOT）冷却阶段，才能达到量子传感器所需的温度 [10–12]。通常，第一级磁光阱工作于宽带电偶极允许跃迁，具有较高的捕获速度；第二级磁光阱则工作于窄带电偶极禁戒跃迁，或工作于允许亚多普勒冷却的亚稳态跃迁 [11–15]。传统磁光阱需要三组相互正交的反向传播激光束，且光学布局庞大，因此研究人员致力于利用集成光学产生宽线和窄线磁光阱所需的大部分或全部激光束 [16]。已应用于碱土原子的紧凑型磁光阱激光束几何构型包括金字塔磁光阱 [14, 17–19], 光子集成式——电路磁光阱 [20–23], 菲涅耳磁光阱 [19, 24], 和光栅磁光阱 [25–28]。近期，研究人员已在金字塔 [19], 光子集成电路 [23], 、菲涅耳 [19, 24], 和光栅磁光阱几何结构 [28] 中，实现了从宽线磁光阱到偶极禁戒窄线磁光阱的原子转移；由此可将原子冷却至约 10 μK。菲涅耳和光栅几何结构尤具优势，因为它们兼具较高的光学访问能力和简单的输入激光束布线 [24–26]。

菲涅耳磁光阱和光栅磁光阱均采用非正交四面体激光束几何构型 [24, 25,29]。在这类几何构型中，磁光阱激光束投影到由磁光阱四极磁场定义的局部量子化轴上时，并非纯偏振 [30, 31]。偏振投影不纯，再加上衍射光栅或菲涅耳反射器的效率，会导致不对称的冷却力；与传统磁光阱相比，这些冷却力显著减弱 [28, 30–32]。所有紧凑型磁光阱几何结构还面临捕获体积较小的问题。由于所有量子传感器都受益于较高的测量占空比和较大的原子数，人们已开发出多种方法来提高装载率、延长俘获原子寿命，并提高四面体磁光阱中 AE 原子的宽线到窄线转移效率。例如，利用二维光栅增大捕获体积 [26], 利用塞曼减速器提高磁光阱装载率 [33] 或采用二维磁光阱 [31], 通过差分抽气延长磁阱寿命 [27, 31, 34], 以及利用消色差反射器改善原子向窄线宽磁光阱的转移 [19, 24]。

锯齿波绝热通过（SWAP）是提高宽线宽与窄线宽磁光阱之间转移效率的另一种方法 [35, 36]。SWAP 技术利用反向传播的频率扫描激光束，在窄光学跃迁的基态和激发态之间产生相干跃迁，从而通过受激动量转移增强辐射压力 [37, 38]。此前关于 SWAP 的实验研究是在一维或六束正交

* peterelgee@gmail.com
† a.sitaram@uva.nl
‡ daniel.barker@nist.gov

激光束几何构型中进行的 [35–37, 39, 40] ，此前所有关于 SWAP 的模拟也都采用了简化原子能级结构的一维几何构型 [36, 38,39, 41, 42]。光栅磁光阱和菲涅耳磁光阱的四面体激光束几何构型可能会通过三种方式阻碍 SWAP 增强辐射压力。首先，非正交激光束会降低沿任一给定轴、每次激光频率扫描可实现的动量转移。其次，磁光阱激光束不纯的偏振投影会减少作用于各激发塞曼态的光功率，使得更难达到 SWAP 所需的绝热性。第三，四面体激光束几何构型会促使原子捆置在激发态——因为不存在任何一条轴，使得沿该轴的任意一对激光束都具有纯偏振投影——这会导致 SWAP 力在连续的频率扫描中反向 [35, 37]。

在这里，我们研究锶的 $^1\mathrm{S}_0 \rightarrow {}^3\mathrm{P}_1$ 跃迁上运行的光栅磁光阱四面体几何构型中的 SWAP。在第II节，我们对光栅磁光阱几何结构中的 SWAP 进行了数值模拟，发现尽管存在上述挑战，它仍能产生比标准宽带磁光阱运行更强的光学力 [35, 36], 。我们在第 [27] 节介绍了对文献所述光栅磁光阱装置的升级III。在第IV节，我们报告了在四面体激光束几何构型中实现锯齿波绝热通过的实验结果，并证实 SWAP 能够提高原子在我们的宽线宽磁光阱与窄线宽磁光阱之间的转移效率。在第V节，我们测量了窄线宽光栅磁光阱中原子的温度和寿命。我们将在第VI节讨论研究结果，并展望未来实验。

II. SWAP 模拟

在 SWAP 冷却过程中，原子通过反向传播的扫频激光束，在窄线宽光学跃迁的基态和激发态之间绝热转移。通过以锯齿波形扫描光束频率，相干地多次驱动该跃迁，可以借助受激力从系统中移除大量能量，而无需依赖自发辐射 [37, 38]。在磁光阱中，磁场的加入以及反向传播光束的相反偏振会导致 SWAP 的传统机制失效 [35]。然而，即使在一定程度上依赖自发辐射，SWAP 在锶磁光阱中仍能表现出优于多普勒冷却的效果 [35, 42]。

此前的数值研究采用 SWAP 的一维模型，并利用六束磁光阱几何构型的对称性来预测三维情形 [35, 36]。将 SWAP 理论推广至光栅磁光阱的非正交几何构型时，四面体激光束几何结构的偏振和强度梯度 [30, 32, 43], ，以及离轴原子速度导致的额外多普勒频移，都增加了理论的复杂性。这些复杂因素使得每个锯齿周期内可能发生的跃迁数量增加，并导致这些跃迁所需的绝热性条件随空间变化。我们使用 PyLCP Python软件包 [44], ，实现了一个完整的三维光学布洛赫方程（OBE）SWAP 模型，并借此深入了解 SWAP 在光栅磁光阱复杂光束几何构型中的工作方式。

我们通过描述SWAP沿轴向$\hat{z}$的动量转移来探究复杂偏振的影响，该方向与入射光束波矢 $\vec{k}$对齐。（衍射光栅的法线为 $-\hat{z}$）。入射光束的偏振为 σ^+ ，衍射光束的偏振按光功率递减的顺序具有 σ^+、 π和 σ^- 分量（在传统磁光阱中，反向传播光束仅具有 σ^- 特征） [10, 28, 31, 33, 45]。因此，向任意激发态塞曼态的跃迁以及从这些态出发的跃迁都是可能的。在给定的激光频率扫描中，是否以及何时发生向某一特定塞曼态的跃迁，取决于原子的当前状态，以及该态的塞曼频移与激发该跃迁的光束的多普勒频移之比。

为了探究所有可能的绝热通道，我们通过将自然衰变率人为设定为极低值 $\Gamma = 1\ \mathrm{s}^{-1}$来忽略自发辐射的影响。我们调节扫描时间 t_s ——即激光频率扫描从初始失谐 δ_i 到最终失谐 δ_f 的持续时间——以及入射光束的拉比频率Ω，使每一次可能的跃迁都是绝热的（$\Omega^2 t_s/|\delta_f - \delta_i| \gg 1$）。图1展示了当激光失谐扫过所有共振时，以速度 v_z 沿$\hat{z}$ 运动的原子的所有可能绝热转移，它们作为 B_z的函数给出， B_z是磁场沿$\hat{z}$ 的投影（且$\hat{z}$ 指向光栅芯片）。各跃迁的共振激光失谐 δ_r 分别示于图1(a)和图1(b)，对应正的和负的 v_z。图1(c)至图1(j)展示了在频率扫描期间，当原子处于图1(a)和图1(b)中箭头所标示的不同 $B_z/|v_z|$ 时发生的绝热转移。为简便起见，在图1(c)至图1(j)所示的模拟中，原子沿横向 x 轴和 y 轴的运动被冻结。

根据v_z 和 B_z的不同，共有 8 种不同的 SWAP 区制，每次扫描的动量转移量 Δp_z 如表 I 所示，并标注于图1中。各区制之间的边界以及每种区制中的 Δp_z 都取决于光栅衍射角 θ_d。在某些区制中，原子在扫描结束时处于激发态（见图 1），因此需要通过自发辐射使原子回到基态，才能实现冷却 [35, 42]。如表 I所示，某些区制中的动量 $\Delta|p_z|$ 减少量大于预期的每次扫描动量转移量 $-2\hbar k$ （对于一维 SWAP 冷却），以及每次扫描的$-\hbar k$（对于 SWAP 增强型六束磁光阱），其中 $\hbar$ 为约化普朗克常数 [35–38]。冷却力取决于跃迁的时间顺序，因此也取决于光频率是否从裸跃迁频率以下向上扫描。如果

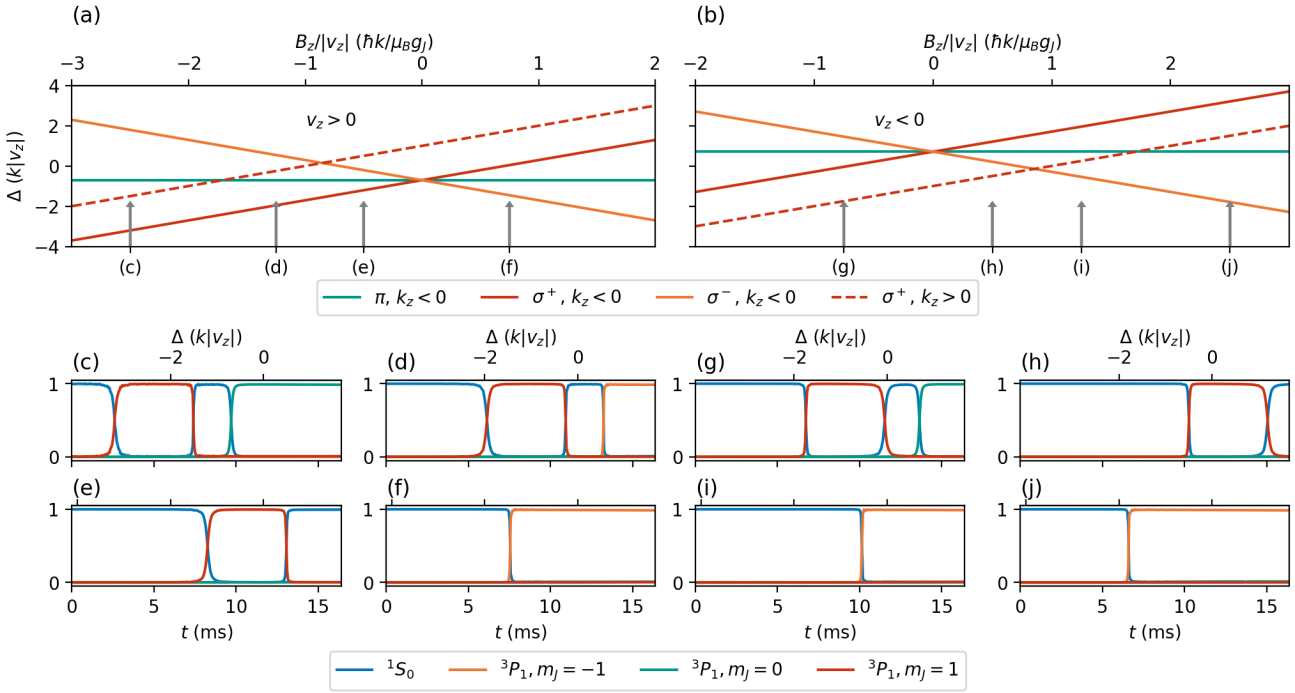

图1. 单次激光频率扫描中可能发生的跃迁。子图(a)和(b)分别显示由入射光束和衍射激光束激发的跃迁的共振激光失谐 Δ 随以原子轴向速度 $|v_z|$ 归一化的轴向磁场 B_z 的变化，分别对应于正速度和负速度 v_z。虚线表示由入射光束引起的跃迁，实线表示由衍射光束引起的跃迁。箭头标注与下方子图相对应，箭头方向表示频率扫描穿越这些跃迁的方向。(c)-(j)显示在单次递增锯齿波频率扫描中，处于子图(a)或(b)中相应箭头所标示的特定 $B_z/|v_z|$ 值处的原子的原子能级布居数随时间和激光失谐的变化。子图(c)-(f)具有正的 v_z，(g)-(j)具有负的 v_z。

反转扫描方向——这种情况称为反向 SWAP——则跃迁的时间顺序也会反转，导致大多数绝热转移使原子升温。图1 中的模拟有助于直观理解，但并不完全符合实际；除了采用人为设定的自然衰减率和拉比频率外，这些模拟也未包含衍射光束之间的干涉，且未考虑横向速度。

为了解 SWAP 是否能够增强向窄线宽光栅磁光阱的转移，我们根据图1所示区间给出的初始条件，模拟原子轨迹，其中包括准确的自发辐射、横向原子运动、激光干涉以及实验上可实现的拉比频率。加入自发辐射会导致图 1中的布居发生退相干。考虑横向速度后，不同衍射光束引起的跃迁因多普勒频移而分裂，从而使每次扫描中可能发生的跃迁数量增加。此外，原子会穿过由衍射光束形成的干涉图样，导致每个跃迁的绝热性随空间发生变化。我们使用锯齿波和三角波频率扫描，对比原子轨迹；其中态 $\Gamma \approx 2\pi \times 7.5 \times 10^3\ \mathrm{s}^{-1}$的自然衰减率为 $^3\mathrm{P}_1$，入射光束的拉比频率为 $\Omega = 2\pi \times 2$ MHz。锯齿波的 $t_s = 50\ \mu$s 三角波为 $t_s = 25\ \mu$s，这使两种波形具有相同的周期（锯齿波形的周期为 t_s，三角波形的周期为 $2t_s$）。锯齿波扫描范围从失谐$\delta_i = -2\pi\times 2$ MHz开始，到失谐 $\delta_f = 2\pi\times 2$ MHz结束。三角波扫描范围从 $\delta_i = -2\pi\times 4$ MHz开始，到 $\delta_f = 2\pi \times 0$ MHz结束，以避免蓝失谐。

我们在图中比较锯齿波调制与传统三角2波调制。我们模拟两种扫描形状在沿 $\hat{z}$和 $\hat{x}$ 方向正、负速度下的效果，对应的多普勒频移分别为 $\pm$2Mrad/s、$\pm$1.5 Mrad/s、 $\pm$1 Mrad/s 和 $\pm$0.5 Mrad/s。此外，我们还模拟了零磁场下的情况，以及磁场强度对应于磁敏感塞曼态 1 Mrad/s 塞曼频移幅值的情况。模拟中纳入了衍射光束的干涉，并对原子的初始位置取平均，以考虑光学干涉效应。对于图 2所考察的参数，SWAP 比三角形扫描的冷却效率更高；对于沿 $\hat{z}$方向的初始速度，每次扫描提供的速度阻尼可超过六束磁光阱的上限 $\hbar k/m$，其中 m为原子质量。模拟表明，对于实验可实现的参数，SWAP 应能增强宽线磁光阱与窄线宽光栅磁光阱之间的转移

表 I. 不同速度区间和磁场下的动量转移。

图 1子图	符号 v_z	$B_z/\lvert v_z\rvert$ 范围 ($\hbar k/\mu_b g_J$)	$\Delta\lvert p_z\rvert$ ($\hbar k$)
(c)	+	$B_z/\lvert v_z\rvert < -1-\cos(\theta_d)$	$-1-2\cos(\theta_d)$
(d)	+	$-1-\cos(\theta_d) < B_z/\lvert v_z\rvert < -(1+\cos(\theta_d))/2$	$-1-2\cos(\theta_d)$
(e)	+	$-(1+\cos(\theta_d))/2 < B_z/\lvert v_z\rvert < 0$	$-1-\cos(\theta_d)$
(f)	+	$0 < B_z/\lvert v_z\rvert$	$-\cos(\theta_d)$
(g)	−	$B_z/\lvert v_z\rvert < 0$	-1
(h)	−	$0 < B_z/\lvert v_z\rvert < (1+\text{余弦}(\theta_d))/2$	$-1-\cos(\theta_d)$
(i)	−	$(1+\cos(\theta_d))/2 < B_z/\lvert v_z\rvert < 1+\cos(\theta_d)$	$\cos(\theta_d)$
(j)	−	$1+\cos(\theta_d) < B_z/\lvert v_z\rvert$	$\cos(\theta_d)$

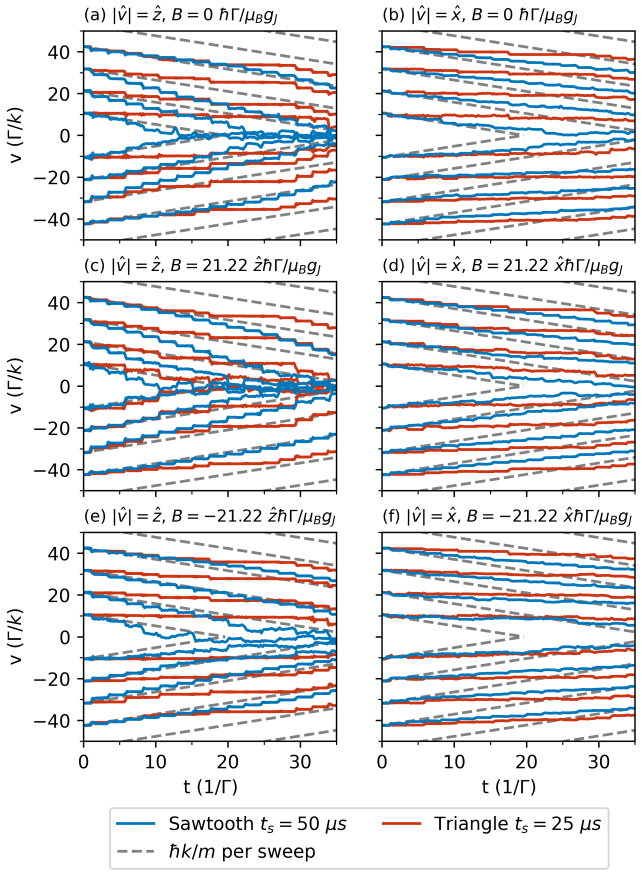

图 2. 不同参数下原子速度随时间变化的示例。子图 (a)、(c) 和 (e) 显示轴向速度（沿 $\hat{z}$）。子图 (b)、(d) 和 (f) 显示横向速度（沿 $\hat{x}$）。子图 (a) 和 (b) 使用零磁场，而 (c)、(d)、(e) 和 (f) 使用沿 $\hat{z}$ 或 $\hat{x}$ 方向的非零磁场（如子图标签附近所示）。红色曲线表示三角频率扫描下的原子速度，蓝色曲线表示锯齿波频率扫描（SWAP）下的原子速度。灰色虚线表示每次扫描速度变化 $\hbar k/m$，这是六束磁光阱中 SWAP 预期实现的最大冷却效果。

我们的实验装置。

III. 实验装置

我们的实验装置如图 3所示，先前已在参考文献 [27] 中介绍过。此处我们仅讨论为实现窄线冷却所做的升级。首先，我们将参考文献 [27]中使用的永磁体替换为电磁铁。新装置有两对沿竖直方向（沿 $\hat{z}$方向，见图 3）排列的电磁铁，采用四极配置。较大的一对电磁铁（图 3 中标记为宽线磁光阱线圈）为宽线磁光阱提供约 5.5 mT/cm 的梯度，并可在不到 1 ms 内关闭。较小的一对电磁铁（图 3中标记为窄线磁光阱线圈）安装在较大的四极电磁铁周围，为窄线磁光阱提供最高 0.4 mT/cm 的磁场梯度。这对电磁铁的顶部和底部线圈由双极电流控制器独立控制，因此除窄线磁光阱的磁场梯度外，还可提供均匀垂直磁场。最后，两对分别沿 $\hat{x}$ 和 $\hat{y}$ 方向排列的电磁铁（未在图 3中显示）提供横向磁场，用于调节窄线磁光阱四极场零点的位置。

其次，为避免磁场在宽线宽与窄线宽磁光阱的磁场梯度之间切换时，在原子云附近产生涡流，我们将光栅芯片的铝制安装块替换为钛制安装块。消除涡流对于窄线宽光栅磁光阱尤为重要，因为其磁场梯度较小，且原子靠近安装块。更换安装块后，真空压力改善至低于 1×10^{-7} Pa。

第三，通过二向色镜将 689 纳米窄线宽磁光阱入射光束与 461 纳米宽线磁光阱入射光束合束 [46, 47]。为了为窄线宽磁光阱入射光束提供光学通道，宽线磁光阱的再泵浦光束现在通过侧面观察窗进入真空腔。窄线宽磁光阱入射光束的半径约为 $1/e^2$ 17 毫米，最大峰值强度为$I_p \approx 18$ 毫瓦/厘米^2（对应于 $I_p \approx 6000\, I_{\rm sat}$，其中 $I_{\rm sat}$ 是 $^1\mathrm{S}_0 \to {}^3\mathrm{P}_1$ 跃迁的饱和强度）。在 461 纳米处，光栅衍射角为 27.0(5)°

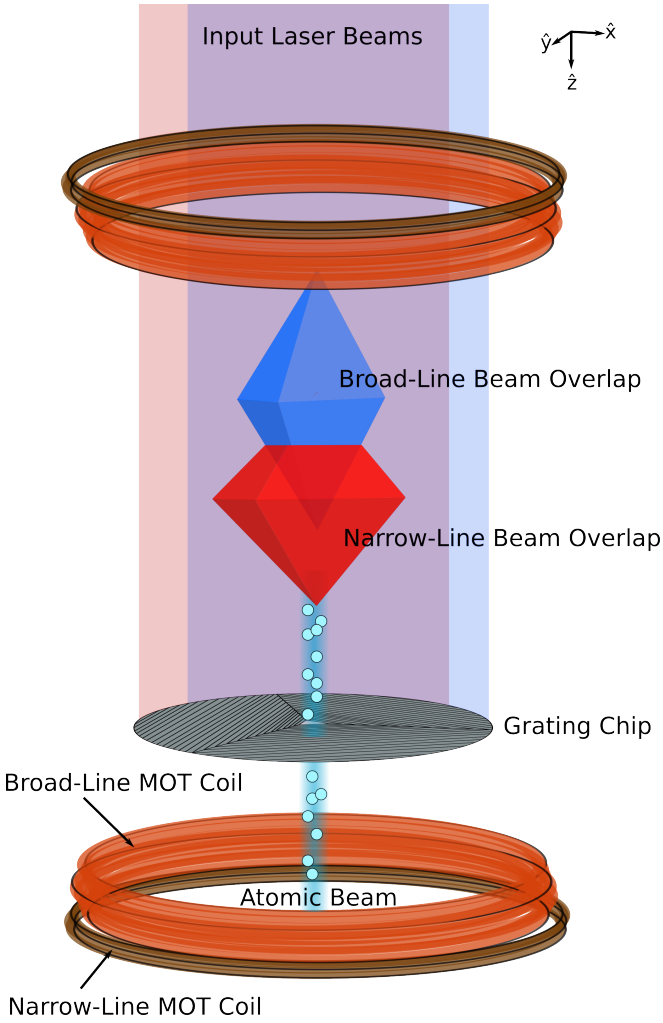

图3. 实验装置示意图。原子束（浅蓝色线）沿 $-\hat{z}$ 方向（逆重力方向）传播，并通过衍射光栅芯片上的三角形孔进入宽线磁光阱光束重叠区。宽线磁光阱和窄线宽磁光阱的光束重叠体积标示了每个磁光阱中四束磁光阱激光束强度均不为零的区域。两组电磁铁分别产生宽线磁光阱磁场梯度（橙色）和窄线宽磁光阱磁场梯度（棕色）。两个磁光阱的输入激光束均从顶部进入真空腔，并沿 $+\hat{z}$ 方向传播。

以及 42.7(9)° 在 689 纳米处（本文中以及全文中，括号内的量均表示标准不确定度）。因此，两个磁光阱的捕获区域在垂直方向上错开，窄线宽磁光阱捕获区域约有 43% 位于宽线磁光阱捕获区域内（见图 3）。

IV. SWAP冷却的演示

为展示 SWAP 冷却，我们首先制备一个宽线磁光阱，其中包含约 3×10^7 ^{88} 个 Sr 原子，并通过两阶段过程将其转移到窄线宽磁光阱。首先，将宽线磁光阱输入激光束的功率降低约 10 倍，持续 10 ms。其次，关闭宽线磁光阱输入激光束和大型电磁铁，使原子释放到窄线宽磁光阱中。我们将宽线磁光阱关闭的时刻记为$t = 0$ s。整个宽线磁光阱阶段，窄线输入激光束始终开启，其频率由声光调制器以锯齿波形进行扫描，周期为$t_s = 50$ μs，初始失谐范围为$\delta_i(0) = -2\pi \times 6$ MHz 至 $\delta_f(0) = 2\pi \times 0$ MHz。随后，我们在 $t_{\mathrm{ramp}} = 243$ ms 内将频率扫描范围缩小至$\delta_i(t_{\mathrm{ramp}}) = \delta_f(t_{\mathrm{ramp}}) = -2\pi \times 0.7$ MHz。在缩小频率扫描范围的同时，将窄线冷却光束的峰值强度从$I_p(0) = 18$ mW/cm^2 按指数规律降低至 $I_p(t_{\mathrm{ramp}}) = 2$ mW/cm^2, ，对应于 $I_p(t_{\mathrm{ramp}}) \approx 670\, I_{\mathrm{sat}}$。实验期间，窄线宽磁光阱的小型电磁铁梯度设为 0.4 mT/cm。上述参数对应于两个磁光阱之间的最佳转移效率。

我们研究了转移到窄线宽磁光阱的原子数 N 随t_s 的变化关系，见图4。图4 还给出了绝热性被破坏时的扫描时间（由$\Omega^2 t_s/|\delta_f(0)-\delta_i(0)|$ =1给出），对应于转移序列开始时单束衍射激光束的每个偏振分量 [37]。 N 的峰值出现在 π 偏振分量的绝热性被破坏附近，且早于 σ^+ 偏振分量的绝热性被破坏。输入激光束的绝热性破坏将发生在 $t_s = 5.65$ μs（$1/t_s = 177$ ms^{-1}）。最佳 $t_s = 50$ μs约产生 3×10^6 个原子。图4 中的数据表明，在其最佳转移效率下，窄线宽磁光阱并不依赖于来自衍射光束的绝热σ^- 跃迁。

我们以 $t_s = 50$ μs进行宽线宽至窄线宽MOT转移，同时扫描失谐，以比较SWAP扫描、三角形扫描和反SWAP扫描（斜率为负的锯齿波频率扫描，见第II节）下的转移原子数。对于三角形扫描，我们还测试了使用 $t_s = 25$ μs进行转移的情况；这一扫描时间可优化我们另一套实验装置 [46, 47]上的六束窄线宽磁光阱。在失谐扫描中，我们改变 $\delta_i(0)$、 $\delta_f(0)$、 $\delta_i(t_{\mathrm{ramp}})$和 $\delta_f(t_{\mathrm{ramp}})$，同时将$\delta_f(0)-\delta_i(0)$、$\delta_f(t_{\mathrm{ramp}})-\delta_i(t_{\mathrm{ramp}})$和 $\delta_i(0)-\delta_i(t_{\mathrm{ramp}})$全部固定（即改变失谐扫描的整体失谐量）。图5显示了对于每种扫描形状，窄线宽磁光阱中的 N 随 $\delta_f(t_{\mathrm{ramp}})$的变化情况。采用 $t_s = 50$ μs三角形扫描获得的数据是在宽线磁光阱原子数较低时采集的，并经过缩放以与其他扫描的数据相匹配。

我们看到，与 t_s =25 μs的三角形扫描相比，SWAP使 N 大约提高到两倍。该增强大于文献 [35]中六束 ^{88}Sr磁光阱里SWAP所得到的增强。更大的增强可能源于更大的

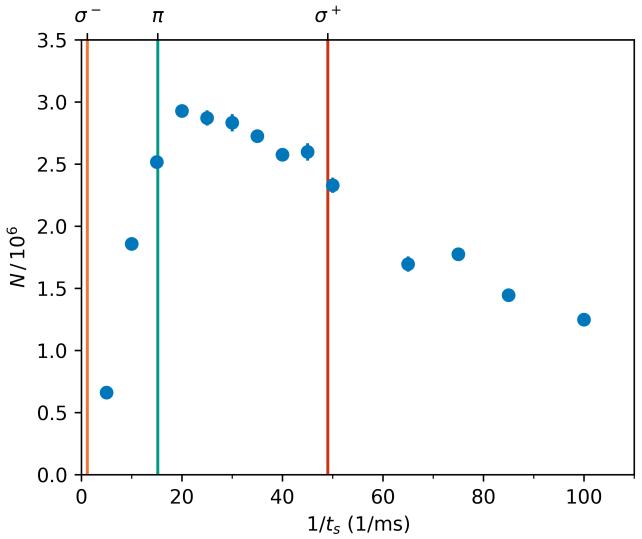

图4. SWAP中转移原子数 N 随 $1/t_s$ 的变化。竖线表示转移开始时，单束衍射光束中各偏振分量的绝热性失效时对应的扫描时间（由 $\Omega^2 t_s/|\delta_f(0) - \delta_i(0)| = 1$ 给出）。

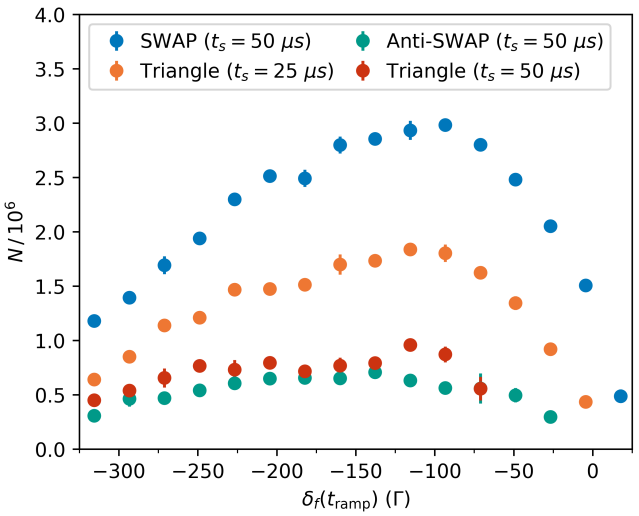

图5. 转移原子数 N 随斜坡序列结束时的最终失谐 δ_f（t_{ramp}）的变化，比较了不同的扫描时间和形状。蓝色、橙色、绿色和红色圆点分别表示扫描时间为 $t_s = 50$ μs的SWAP扫描、扫描时间为 $t_s = 25$ μs的三角形扫描、扫描时间为 $t_s = 50$ μs的反SWAP扫描，以及扫描时间为 $t_s = 50$ μs的三角形扫描的数据。

光栅磁光阱几何结构中的冷却力（由于每次扫描可能发生两次以上的动量转移，见第II节），或者冷却效率在我们的系统中更为重要（由于窄线宽磁光阱光束重叠体积较小，见第III节）。持续 $t_s = 50$ μs的三角波所得到的原子数低于持续 $t_s = 25$ μs的三角波。反向SWAP得到的原子数最低，这符合预期，因为SWAP中的时间顺序很重要：当扫描方向反转时，大多数原子被加热而非冷却。

V. 窄线宽磁光阱性能

我们使用第 IV 节中讨论的优化的SWAP转移，表征窄线宽磁光阱的寿命和温度。图 6 显示了频率扫描斜坡 t_{hold} 之后，窄线宽磁光阱中原子数随保持时间的衰减。对衰减数据进行指数拟合，得到的 $1/e$ 寿命约为 0.7 s。我们通过测量飞行时间过程中原子云的均方根宽度，测得轴向和横向温度，如图 7 所示。我们对宽度进行拟合，拟合函数为 $w(t_{\mathrm{TOF}})^2 = w_0^2 + v_{rms}^2 t_{\mathrm{TOF}}^2$，其中 t_{TOF} 为飞行时间，w_0 为原子云的初始宽度，$v_{rms} = \sqrt{k_B T/m}$ 为均方根速度，k_B为玻尔兹曼常数，m 为原子质量，T为原子云的温度。轴向温度为 3.8(1) μK，横向温度为 5.9(8) μK。由于光栅磁光阱的几何结构，预期会出现温度各向异性 [45]。平均温度约为 5 μK，高于六束窄线宽锶磁光阱通常达到的温度磁光阱 [11, 48], ，但与窄线宽光栅磁光阱或菲涅耳磁光阱报道的结果相近 [19, 24, 28]。

尽管我们实现了 ^{87}Sr的宽线宽光栅磁光阱 [32], ，但未能在窄线宽光栅磁光阱中俘获 ^{87}Sr。我们认为，这是因为入射光束产生的自旋极化抵消了传统“搅拌”方案的作用，而该方案可稳定六束 ^{87}Sr磁光阱 [12, 32]。除了传统搅拌外，我们还尝试使用SWAP（按参考文献 [35] 的建议，不进行搅拌）以及采用 $F = 9/2 \rightarrow F' = 7/2$ 跃迁的非传统搅拌方案（按参考文献 [32]的建议）来稳定窄线宽 ^{87}Sr光栅磁光阱，但均未成功。要为^{87}Sr找到稳定的窄线宽光栅磁光阱配置，可能需要采用不同的光栅衍射角和衍射效率 [32, 49]。

VI. 展望

我们研究并展示了在光栅磁光阱的四面体激光束几何构型中进行 SWAP 冷却。针对 SWAP 的光学布洛赫方程模拟表明，由于在我们的激光束几何构型中，衍射光束在局部量子化轴上的偏振投影不纯，原子会大量搁置在激发态。因此，与一维反向传播激光束配置相比，自发辐射在产生冷却方面发挥着更重要的作用。尽管如此，对四面体激光束几何构型中原子轨迹进行的光学布洛赫方程模拟表明，SWAP 比传统三角波频率调制能实现更快的冷却——

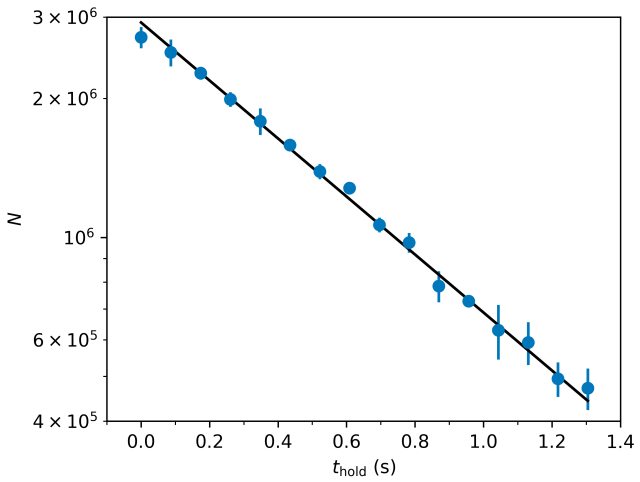

图 6. 窄线宽磁光阱中原子数 N 随磁光阱保持时间t_{hold} 的变化。黑色实线为指数拟合，得到的寿命约为 0.7 s。

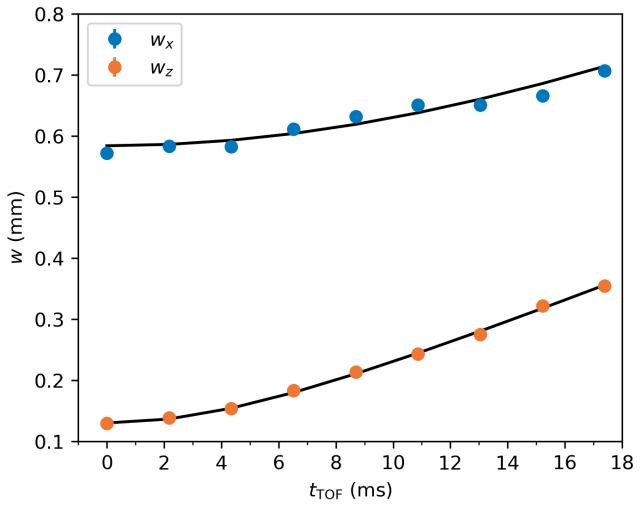

图 7. 窄线宽 ^{88}Sr 光栅磁光阱中的温度测量。图中绘出了原子云在横向（蓝色圆圈）和轴向（橙色圆圈）方向上的均方根宽度随飞行时间的变化。数据根据文中所述的膨胀曲线进行拟合（黑色实线），得到横向温度为 5.9(6) μK，轴向温度为 3.8(1) μK。误差棒小于数据点，表示均值标准误。

调制。在实验中，我们观察到，SWAP 能使原子从宽线宽光栅磁光阱转移至窄线宽光栅磁光阱的效率提高一倍。采用 SWAP 后，我们在窄线宽光栅磁光阱中最多可捕获 3×10^6 ^{88} 个锶原子，平均温度约为 5 μK。我们的结果表明，SWAP 可有效提高微型化激光冷却原子传感器的原子数或测量占空比。

致谢

我们感谢 Z. Ahmed 和 M. Hummon 仔细审阅稿件。本研究由美国国家标准与技术研究院资助。

[1] M. Saffman、T. G. Walker 和 K. Mølmer，里德堡原子量子信息，《现代物理评论》**82**，2313 2010( )。[2] A. D. Ludlow、M. M. Boyd、J. Ye、E. Peik 和 P. O. Schmidt，光学原子钟，《现代物理评论》**87**，637（2015年）。[3] C. L. Degen、F. Reinhard 和 P. Cappellaro，量子传感，《现代物理评论》**89**，035002（2017）。

[4] L. Hu、E. Wang、L. Salvi、J. N. Tinsley、G. M. Tino 和 N. Poli，利用光学钟跃迁进行锶原子干涉测量，将其用作重力仪和重力梯度仪，《经典与量子引力》**37**，014001（2019年）。[5] T. Bothwell、D. Kedar、E. Oelker、J. M. Robinson、S. L. Bromley、W. L. Tew、J. Ye 和 C. J. Kennedy，测量不确定度为 2.0×10^{-18}，《计量学》**56**，065004（2019年）。

[6] N. Hinkley、J. A. Sherman、N. B. Phillips、M. Schioppo、N. D. Lemke、K. Beloy、M. Pizzocaro、C. W. Oates 和 A. D. Ludlow，《一种具有 10^{-18} 不稳定度的原子钟》，Science 341，1215（2013）。[7] P. W. Graham、J. M. Hogan、M. A. Kasevich 和 S. Ra- jendran，《利用原子传感器探测引力波的新方法》，Phys. Rev. Lett. 110，171102（2013）。[8] A. Vutha，《利用卫星多普勒测速进行引力波探测的光学频率标准》，New Journal of Physics 17，063030（2015）。[9] S. Abend、B. Allard、A. S. Arnold、T. Ban、L. Barry、B. Battelier、A. Bawamia、Q. Beaufils、S. Bernon、A. Bertoldi、A. Bonnin、P. Bouyer、A. Bresson、O. S. Burrow、B. Canuel、B. Desruelle、G. Drougakis、R. Forsberg、N. Gaaloul、A. Gauguet、M. Gersemann、P. F. Griffin、H. Heine、V. A. Henderson、W. Herr、S. Kanthak、M. Krutzik、M. D. Lachmann、R. Lam- megger、W. Magnes、G. Mileti、M. W. Mitchell、S. Mottini、D. Papazoglou、F. Pereira dos Santos、A. Peters、E. Rasel、E. Riis、C. Schubert、S. T. Seidel、G. M. Tino、M. Van Den Bossche、W. von Klitzing、A. Wicht、M. Witkowski、N. Zahzam 和 M. Zawada，《太空冷原子量子惯性传感器技术路线图》，AVS Quantum Science 5，019201 2023( )，https://pubs.aip.org/avs/aqs/article-pdf/doi/10.1116/5.0098119/19823996/019201 1 online.pdf。[10] E. L. Raab、M. Prentiss、A. Cable、S. Chu 和 D. E. Pritchard，《利用辐射压力俘获中性钠原子》，Physical Review Letters 59，2631（1987）。[11] H. Katori、T. Ido、Y. Isoya 和 M. Kuwata-Gonokami，《磁光俘获并冷却锶原子至光子反冲温度》，Physical Review Letters 82，1116（1999）。[12] T. Mukaiyama、H. Katori、T. Ido、Y. Li 和 M. Kuwata-Gonokami，《在费米温度附近对 ^{87}Sr原子进行反冲极限激光冷却》，Phys. Rev. Lett. 90，113002（2003）。[13] J. Gr¨unert 和 A. Hemmerich，《钙的亚多普勒磁光阱》，Physical Review A 65, 10 1103 65 041401 2002 . /physreva. . ( )。[14] W. Bowden、R. Hobson、I. R. Hill、A. Vianello、M. Schioppo、A. Silva、H. S. Margolis、P. E. G. Baird 和 P. Gill，《一种带集成光学腔的金字塔磁光阱：作为光晶格钟冷原子平台》，Scientific Reports 9，11704（2019）。[15] T. Akatsuka、K. Hashiguchi、T. Takahashi、N. Ohmae、M. Takamoto 和 H. Katori，《利用低于多普勒温度的 $5s5p\,^3P_2$ 亚稳态对锶原子进行三级激光冷却》，Physical Review A 103, 10 1103 103 023331 2021 . /physreva. . ( )。[16] J. A. Rushton、M. Aldous 和 M. D. Himsworth，《专题综述：全微型化磁光阱用于便携式超冷量子技术的可行性》，Review of Scientific Instruments 85，121501（2014）。[17] K. I. Lee、J. A. Kim、H. R. Noh 和 W. Jhe，《在金字塔形和圆锥形空心镜中的单光束原子阱》，Opt. Lett. 21，1177（1996）。[18] S. Pollock、J. P. Cotter、A. Laliotis 和 E. A. Hinds，《利用硅金字塔结构实现片上集成磁光阱》，Opt. Express 17，14109（2009）。[19] J. Pick、R. Schwarz、J. Kruse、C. Lisdat 和 C. Klempt，《用于镱单光束磁光俘获的紧凑结构》（2024），arXiv:2403.07446 [physics.atom-ph]。[20] W. R. McGehee、W. Zhu、D. S. Barker、D. Westly、A. Yu- laev、N. Klimov、A. Agrawal、S. Eckel、V. Aksyuk 和 J. J. McClelland，《使用平面光学元件进行磁光俘获》，New Journal of Physics 23，013021（2021年）。[21] A. Isichenko、N. Chauhan、D. Bose、J. Wang、P. D. Kunz 和 D. J. Blumenthal，《用于铷三维磁光阱的光子集成光束传输》，Nature Commu- nications 14，3080（2023年）。[22] C. Ropp、W. Zhu、A. Yulaev、D. Westly、G. Simel- gor、A. Rakholia、W. Lunden、D. Sheredy、M. M. Boyd、S. Papp、A. Agrawal 和 V. Aksyuk，《集成平面光子学，实现多光束生成和芯片级原子钟封装》，《光：科学与应用》12，83（2023年）。[23] A. R. Ferdinand、Z. Luo、S. Jammi、Z. Newman、G. Spek- tor、O. Koksal、P. B. Patel、D. Sheredy、W. Lun- den、A. Rakholia、T. C. Briles、W. Zhu、M. M. Boyd、A. Agrawal 和 S. B. Papp，《利用集成光子系统将 ^{88}sr 激光冷却至微开尔文温度》，《物理评论应用》23，L031002（2025年）。[24] S. A. Bondza、T. Leopold、R. Schwarz 和 C. Lisdat，《用于单光束磁光阱的消色差平面菲涅耳反射器》，Review of Scientific Instruments 95，013202（2024年）。[25] M. Vangeleyn、P. F. Griffin、E. Riis 和 A. S. Arnold，《使用单束激光和一个平面衍射元件进行激光冷却》，Opt. Lett. 35，3453（2010年）。[26] C. C. Nshii、M. Vangeleyn、J. P. Cotter、P. F. Griffin、E. A. Hinds、C. N. Ironside、P. See、A. G. Sinclair、E. Riis 和 A. S. Arnold，《作为量子技术强大超冷原子源的表面图案化芯片》，Na- ture Nanotechnology 8，321（2013年）。[27] A. Sitaram、P. K. Elgee、G. K. Campbell、N. N. Klimov、S. Eckel 和 D. S. Barker，《在光栅磁光阱中俘获碱土元素》，Review of Scientific Instruments 91，103202（2020年）。[28] S. Bondza、C. Lisdat、S. Kroker 和 T. Leopold，《用于窄线宽激光冷却的双颜色光栅磁光阱》，Phys. Rev. Applied 17，044002（2022年）。[29] M. Vangeleyn、P. F. Griffin、E. Riis 和 A. S. Arnold，《单激光器、单光束四面体磁光阱》，Opt. Express 17，13601（2009年）。[30] J. Lee、J. A. Grover、L. A. Orozco 和 S. L. Rol- ston，《在光栅磁光阱中对中性原子进行亚多普勒冷却》，J. Opt. Soc. Am. B 30，2869（2013年）。[31] E. Imhof、B. K. Stuhl、B. Kasch、B. Kroese、S. E. Olson 和 M. B. Squires，《二维光栅磁光阱》，《物理评论A辑》96，033636（2017年）。[32] D. S. Barker、P. K. Elgee、A. Sitaram、E. B. Norrgard、N. N. Klimov、G. K. Campbell 和 S. Eckel，《具有复杂能级结构的光栅磁光阱》，New Journal of Physics 25，103046（2023年）。[33] D. S. Barker、E. B. Norrgard、N. N. Klimov、J. A. Fed- chak、J. Scherschligt 和 S. Eckel，《利用纳米加工光栅实现单光束塞曼减速器和磁光阱》，《物理评论应用》11，064023（2019年）。[34] L. H. Ehinger、B. P. Acharya、D. S. Barker、J. A. Fed- chak、J. Scherschligt、E. Tiesinga 和 S. Eckel，《两种多路复用便携式冷原子真空标准的比较》，AVS Quantum Science 4，034403（2022年）。

[35] J. A. Muniz、M. A. Norcia、J. R. K. Cline 和 J. K. Thompson，《利用绝热转移实现稳健的窄线宽磁光阱》（ 2018 1806 00838 ），[ ] arXiv：. physics.atom-ph . [36] S. Snigirev、A. J. Park、A. Heinz、I. Bloch 和 S. Blatt，《用于锶的快速、高密度磁光阱》，Phys. Rev. A 99，063421（2019年）。[37] M. A. Norcia、J. R. K. Cline、J. P. Bartolotta、M. J. Holland 和 J. K. Thompson，《通过绝热转移进行窄线宽激光冷却》，New Journal of Physics 20，023021（2018年）。[38] J. P. Bartolotta、M. A. Norcia、J. R. K. Cline、J. K. Thompson 和 M. J. Holland，《通过锯齿波绝热跃迁进行激光冷却》，Phys. Rev. A 98，023404 2018（）。[39] G. P. Greve、B. Wu 和 J. K. Thompson，《在拉曼跃迁上通过绝热转移进行激光冷却》，New Journal of Physics 21，073045（2019年）。[40] N. Petersen、F. M¨ uhlbauer、L. Bougas、A. Sharma、D. Budker 和 P. Windpassinger，《镝的锯齿波绝热跃迁减速》，《物理评论A辑》99，10.1103/physreva.99.063414（2019年）。[41] J. Gan、M. E. Pantalon 和 F. Robicheaux，《存在损耗时锯齿波绝热跃迁的模拟》，《物理评论A辑》101，10.1103/physreva.101.013422（2020年）。

[42] J. P. Bartolotta 和 M. J. Holland，《磁光阱中的锯齿波绝热通道》，Phys. Rev. A 101, 053434（2020）。[43] D. S. Barker、E. B. Norrgard、N. N. Klimov、J. A. Fedchak、J. Scherschligt 和 S. Eckel， Λ四面体激光束几何构型中的增强灰色摩尔，Opt. Express 30, 9959（2022）。[44] S. Eckel、D. S. Barker、E. B. Norrgard 和 J. Scherschligt，PyLCP：用于计算激光冷却物理的 Python 软件包，Computer Physics Communications 270, 108166（2022）。[45] J. P. McGilligan、P. F. Griffin、E. Riis 和 A. S. Arnold，利用微加工光栅的磁光阱相空间性质，Opt. Express 23, 8948（2015）。[46] P. K. Elgee， *Grating magneto-optical traps for strontium* ，博士论文，马里兰大学帕克分校（2022）。[47] A. Sitaram， *Experiments with ultracold strontium in compact grating magneto-optical trap geometries* ，博士论文，马里兰大学帕克分校（2022）。[48] T. H. Loftus、T. Ido、M. M. Boyd、A. D. Ludlow 和 J. Ye，窄线冷却与动量空间晶体，《物理评论A辑》70, 063413（2004）。[49] O. S. Burrow、R. J. Fasano、W. Brand、M. W. Wright、W. Li、A. D. Ludlow、E. Riis、P. F. Griffin 和 A. S. Arnold，多波长磁光阱的最优二元光栅，Opt. Express 31, 40871（2023）。