arXiv:2302.02992v2 [cond-mat.quant-gas] 5 Jul 2023

通过在锶磁光阱中屏蔽原子免受损失，实现原子数增强

Jonatan H¨oschele, [1] Sandra Buob, [1] Antonio Rubio-Abadal, [1] Vasiliy Makhalov, [1], * 和 Leticia Tarruell[1,2]

[1] *ICFO - Institut de Ciencies Fotoniques, The Barcelona Institute of Science and Technology, 08860 Castelldefels (Barcelona), Spain*

[2] *ICREA, Pg. Lluís Companys 23, 08010 Barcelona, Spain*（日期：2023年7月7日）

我们提出了一种方案，可增强在461纳米跃迁上工作的锶原子磁光阱中的原子数。该方案通过共振驱动 $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$ 的689纳米禁戒跃迁线，使短寿命储备态持续获得布居；正如理论模型所预期的那样，这会部分屏蔽原子云，使其免受461纳米冷却循环中产生的损失。我们展示了该方案可使玻色同位素 ^{88}Sr和 ^{84}Sr以及费米同位素 ^{87}Sr的原子数增加一倍，且与我们的模型吻合良好。我们的方案适用于大多数锶实验，且不会增加装置的实验复杂性，因为所用的689纳米跃迁通常也用于进一步冷却。因此，我们的方法有望惠及广泛的量子科学与技术应用，这些应用利用冷锶原子；该方法还可扩展至其他原子种类。

I. 引言

原子气体的激光冷却已成为冷原子与超冷原子量子科学与技术领域众多应用的基础步骤 [1, 2]。从碱金属起步，激光冷却原子元素的范围已扩展到更复杂的原子种类，例如锶等碱土元素 [3–5]。锶丰富的能级图源自其双价电子结构，为量子技术带来了许多令人振奋的机遇。一个众所周知的例子是 ^{87}Sr 极窄的钟跃迁，它已成为光学原子钟的参考基准 [6–8]。其他重要应用包括原子重力仪 [9], 干涉仪 [10, 11], 超辐射激光器 [12], 量子模拟 [13, 14], 和量子计算 [15–17]。近年来，锶还实现了连续玻色-爱因斯坦凝聚体的制备 [18], ，并推动了对里德堡物理 [19, 20] 和分子物理 [21]的研究。这些应用大多受益于原子数的增加，尤其是那些通过蒸发冷却使锶达到量子简并的应用 [22–24]。然而，增加原子数通常需要优化原子源 [25–29] ，或采取策略抑制磁光阱（MOT）的损失。这些措施可能大幅增加实验装置的复杂性，与量子技术应用所要求的紧凑性相悖。

锶磁光阱由于冷却跃迁并非完全闭合，导致原子布居到亚稳态，因此损失率较高。虽然引入再泵浦激光 [30–39],可以减少这些损失，但这类方案的效率有限，阻碍了原子数的进一步提高——一种可能的策略是将冷却后的原子制备在不受此类损失影响的储备态中，以绕过这一问题。例如，在没有再泵浦激光的情况下，锶原子会在磁光阱中缓慢积累到磁俘获亚稳态 [22, 40]。然而，这种方法会延长实验周期。采用激光冷却时间尺度的方案（类似于碱金属原子的暗斑磁光阱 [41, 42],）会更理想，但在锶体系中设计此类方案较为复杂。

在本工作中，我们提出了一种在激光冷却时间尺度上增加锶磁光阱原子数的方法，该方法依赖于布居一个寿命较短的储备态。其核心思想是：通过共振驱动一个完全循环的附加跃迁，减少锶蓝光 461 纳米跃迁磁光阱运行期间产生的原子损失。该跃迁的激发态充当储备态，使冷原子免受磁光阱损失的影响。在我们的方案中，这一屏蔽跃迁是 689 纳米处的红色禁戒跃迁线；该跃迁是窄线冷却所必需的，也是大多数锶实验装置的一部分 [3, 4]。因此，实现我们的方案不会增加实验装置的复杂性，并且与其小型化兼容。我们利用这种屏蔽方法将原子数增强了两倍，并通过将其应用于玻色和费米锶同位素，展示了该方法的多功能性。

为全面介绍并表征我们的屏蔽方案，本文结构安排如下：第二节介绍相关的锶能级，并展示蓝色磁光阱的原子数增强。第三节提出观测到的原子数增强的理论模型，并通过测量相关原子态之间的布居动力学对其进行验证。第四节探究

* vasiliy.makhalov@icfo.eu

增强效果对 689 纳米光束频率的依赖关系。第五节展示了将该方案应用于不同同位素和再泵浦配置的情况。最后，第六节总结研究结果，并讨论其对量子科学与技术应用的潜在意义。

II. 用共振红光增强蓝色磁光阱

与激光冷却相关的锶原子光学跃迁源于其两个价电子，如图 1(a) 所示。蓝光跃迁的波长为 λ_{blue} =461 纳米，将 $^1\mathrm{S}_0$ 基态与 $^1\mathrm{P}_1$ 态连接起来。其线宽较宽，为 $\Gamma_{\mathrm{blue}}/2\pi = 30.5\mathrm{MHz}$，因此用于在蓝色磁光阱中捕获并冷却原子，使其温度达到几毫开尔文。红色跃迁是波长为 $\lambda_{\mathrm{red}} = 689$纳米的互组合线 $^1\mathrm{S}_0 \rightarrow {}^3\mathrm{P}_1$，线宽为 $\Gamma_{\mathrm{red}}/2\pi = 7.4\mathrm{kHz}$。这一数值比

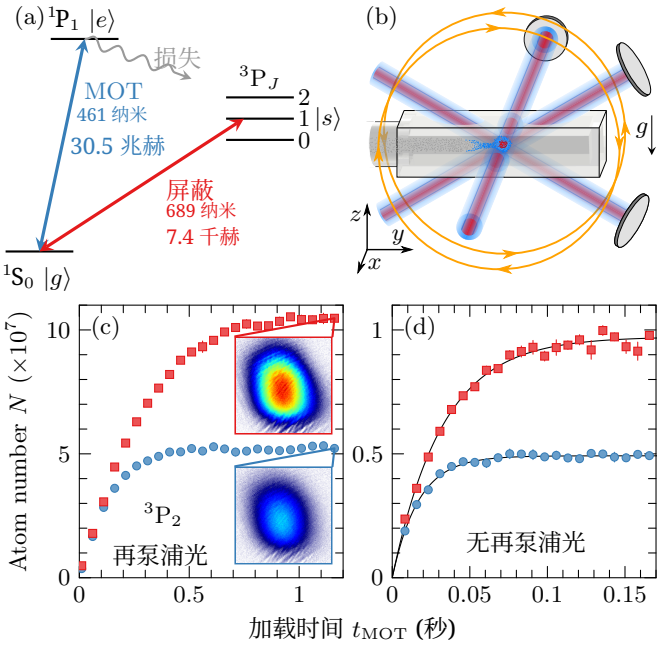


图 1. (a) 锶的能级图，标示了与本研究相关的跃迁（彩色箭头）。弯曲的灰色箭头表示从 $^1\mathrm{P}_1$ 态出发的损失机制。(b) 实验装置。屏蔽光束与蓝色磁光阱光束重合，且两者均经过反射镜折返。反亥姆霍兹构型的线圈（黄色）为磁光阱提供四极磁场。(c)-(d) 有（红色方块）和无（蓝色圆点）红色共振光时，^{88}Sr 蓝色磁光阱的装载曲线。在 (c) 中，$^3\mathrm{P}_2$ 态持续得到再泵浦，而在 (d) 中则没有。(c) 中的插图为对应于有（上）和无（下）红色共振光时云团的吸收成像，两者共用密度色标。(d) 中的实线是使用式 (1) 拟合得到的（见正文）。误差棒表示均值标准误（s.e.m.）。

前者低三个数量级以上 Γ_{blue}，并使得在红色磁光阱中进行窄线宽激光冷却、将温度降至几 μK 成为可能。图 1(b) 展示了我们实验装置的示意图，包括装载磁光阱的玻璃池、用于激光冷却的蓝色和红色光束，以及一对产生磁光阱磁场的线圈。在蓝色磁光阱阶段，额外的一束 481 纳米激光用于重泵浦亚稳态 $^3\mathrm{P}_2$ 态 [36, 38],；该态通过蓝光跃迁的一个泄漏通道而被布居。关于我们实验方法的更多细节，见附录A。

我们的主要结果是发现，在蓝色磁光阱运行期间，共振驱动红色跃迁可使阱中原子的稳态数量增加一倍。如图1(c)所示，该图展示了通过吸收成像获得的 ^{88}Sr磁光阱装载曲线，其中红光存在（红色方块）或不存在（蓝色圆圈）。虽然这些测量是在磁光阱构型中照射红色共振光时进行的（见附录A），但我们发现，即使只有一束行波红光束，这种增强效果依然存在。因此，我们得出结论，原子数的增加并非由红色跃迁上的激光冷却效应引起。值得注意的是，红色跃迁较窄的线宽使其产生的辐射压力相较于蓝色跃迁可忽略不计。

我们认为，观察到的增强源于蓝色磁光阱中损失机制的变化。这类损失可能是一体损失（$\propto \gamma n$），也可能是双体损失（$\propto \beta n^2$，光辅助）；其中，γ 和 β 分别为相应的一体和双体损失系数，而 n 为原子密度。由于再泵浦方案并不完善，已知锶磁光阱中的这两类损失率大小相近 [33]。这使得磁光阱装载曲线的理论描述以及装载率和损失率的提取变得复杂。为更深入地了解这种增强的成因，我们通过分析一体损失占主导的工作区间，简化了系统。为此，我们关闭了对 $^3\mathrm{P}_2$态进行再泵浦的激光，从而提高 γ 的值并显著降低原子密度。

图1(d)表明，即使在单体损失占主导的极限情况下，增强效应依然存在。此时，装载过程可由一个简单的速率方程描述。

$$\frac{dN(t)}{dt} = L - \gamma N(t), \tag{1}$$

其中，$N(t)$ 表示时刻 t 磁光阱中的原子数，稳态原子数由 $N_{\mathrm{fin}} = L/\gamma$ 给出。通过用式 (1) 的解拟合图 1(d) 的实验数据，我们提取了各情形下的装载率和损失率。在没有红光的情况下，我们得到的裸装载率为 $L = 2.9(1) \times 10^8\mathrm{s}^{-1}$，与红光照射下得到的数值 $\tilde{L} = 3.0(1) \times 10^8\mathrm{s}^{-1}$ 非常接近。相比之下，测得的单体损失率受到显著影响，在红光照射下从 $\gamma = 59(2)\mathrm{s}^{-1}$ 降至 $\tilde{\gamma} = 31(1)\mathrm{s}^{-1}$，而在红光照射下，

由于红光照射。这些数值与估算的二体损失率相比较后，事后验证了我们忽略二体损失这一近似的合理性。具体而言，根据测得的原子密度 $n \approx 2 \times 10^{10}\mathrm{cm}^{-3}$ 以及文献报道的二体损失系数 $\beta \approx 2 \times 10^{-10}\,\mathrm{cm}^3\mathrm{s}^{-1}$ [31, 43]，我们估算二体损失率为 $\beta n \approx 4\mathrm{s}^{-1} \ll \gamma,\ \tilde{\gamma}$。

由于红光 $\tilde{\gamma}$ 存在时损失率降低，稳态原子数从 $N_{\mathrm{fin}} = 4.92(3) \times 10^6$ 增加到 $\tilde{N}_{\mathrm{fin}} = 9.7(1) \times 10^6$，使磁光阱中的原子数提高了 $\eta = 1.97(1)$ 倍。无论是再泵浦磁光阱还是未再泵浦磁光阱，这种提升都会发生，尽管两者的损失来源截然不同。此外，移除再泵浦光会显著降低密度，从 $\approx 1.3 \times 10^{11}\,\mathrm{cm}^{-3}$ 降至 $\approx 2 \times 10^{10}\,\mathrm{cm}^{-3}$，但提升幅度保持不变。根据这些结果，我们得出结论：在很宽的密度范围内，都可以通过屏蔽原子来减少损失。

III. 理论模型与磁光阱荧光动力学

为理解观测到的损失减少现象，我们通过考察锶的内部结构，对磁光阱装载率方程（1）作出基于能级的解释，并将分析范围限定在态 $|g\rangle$, $|e\rangle$ 和 $|s\rangle$ （分别为 $^1\mathrm{S}_0$, $^1\mathrm{P}_1$, $^3\mathrm{P}_1$, ，见图 1(a)）。我们假设处于 $|g\rangle$ 的原子会因连续激发至 $|e\rangle$ 而经历损失 γ，而与 $|g\rangle \to |s\rangle$ 跃迁相关的损失可以忽略。$|s\rangle$ 态中不存在损失，是本模型适用的关键条件。在传统磁光阱中，大部分原子布居处于基态 $N_g \gg N_e$，因此总原子数可近似为 $N \approx N_g$。然而，当共振驱动 $|g\rangle \to |s\rangle$ 跃迁时，有一部分 α 的原子仍处于激发态 $|s\rangle$，此时总原子数变为 $N \approx N_g + N_s$，其中 $N_s = \alpha N$ 和 $N_g = (1-\alpha)N$。由于只有处于 $|g\rangle$ 的原子会因激发至 $|e\rangle$ 而经历损失，我们可以将方程（1）改写为

$$\frac{dN(t)}{dt} = L - (1-\alpha)\gamma N(t). \qquad (2)$$

因此，存在屏蔽光束时的有效损失降至 $\tilde{\gamma} = (1-\alpha)\gamma$。这使稳态总原子数增加至 $\tilde{N}_{\mathrm{fin}} = L/(1-\alpha)\gamma$。为简化起见，上述描述仅考虑了一体损失；附录 B 中我们将展示，纳入二体损失后，类似的论证同样适用。

我们通过监测磁光阱动力学过程中 $|g\rangle$ 和 $|e\rangle$态的布居，对模型及其预期进行了实验验证。为此，我们将.....

比较在两种配置下进行的测量。一方面，我们在关闭所有光束后，通过吸收成像提取原子总数，正如

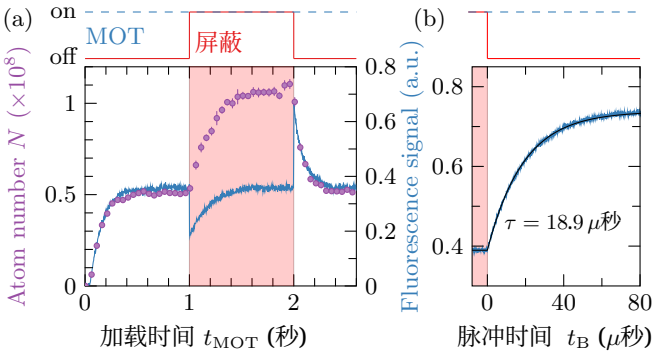


图 2. (a) 测得的 ^{88}锶原子数（紫色）和 461 纳米荧光信号（仅与 N_g 成正比，蓝色），对应不同的磁光阱加载时间 t_{MOT}。上图：实验序列示意图。开启红光 $t_{\mathrm{MOT}} = 1$ 秒（红色阴影区域）会触发荧光和原子数动态变化，这是由屏蔽损失所致（见正文）。误差棒表示一个标准误差。（b）在 $t_{\mathrm{MOT}} = 2$ 秒关闭红光后，荧光增强；请注意其时间尺度截然不同。黑色实线：对数据进行指数拟合，得到的时间常数为 $\tau = 18.9(1)\ \mu$ 秒，与 $|s\rangle$ 态的寿命 $\tau_s = 21.28(3)\,\mu$ 秒 [44] 相符。

图 1 所示。另一方面，我们持续跟踪磁光阱在蓝光 $|e\rangle \to |g\rangle$ 跃迁上发出的荧光，并使用 461 纳米窄带通滤光片和光电倍增管收集荧光。该荧光信号与 N_g成正比，因为储存在 $|s\rangle$ 中的原子不会散射蓝光光子。因此，对比吸收和荧光测量结果，可以深入了解相关原子态的布居。

图 2(a) 显示了蓝色磁光阱装载过程中记录的原子总数和荧光信号。这些测量是在存在 $^3\mathrm{P}_2$ 再泵浦光的情况下进行的，即与图 1(c) 中相同的配置。在初始阶段，不使用红色屏蔽光束，原子数和荧光都随加载时间 t_{MOT} 单调增加，并最终饱和至稳态值。在 $t_{\mathrm{MOT}} = 1\mathrm{s}$ 时，我们突然开启与$|g\rangle \to |s\rangle$ 跃迁共振的红光。我们观察到，荧光信号立即降至其稳态值的大约一半，而测得的原子总数保持不变。我们的解释是，红光使红色跃迁达到饱和，从而使 $|g\rangle$ 态和 $|s\rangle$ 态的布居均衡；这一过程所需的时间远短于磁光阱的装载时间尺度。随后，大约一半的原子处于 $|s\rangle$。由于这些原子处于该态时不会经历蓝光冷却循环中的损失，磁光阱的原子数和荧光信号便再次增加。我们确实观察到第二个装载阶段，直至达到新的稳态。在此状态下，荧光信号与未使用红光时相当，但原子总数约为原来的两倍。观测到的原子数增强 $\eta = 2.08(15)$ 与以下比例一致：

根据荧光信号推断，处于 $|s\rangle$ 态的原子所占比例为 $\alpha = 0.47(1)$。此外，根据图 1(d) 中拟合得到的损失率，我们得到 $\alpha = 1 - \tilde{\gamma}/\gamma = 0.47(2)$。这些数值与态 $|s\rangle$ 的布居占原子总数一半相一致。

为进一步验证我们的解释，在 $t_{\mathrm{MOT}} = 2$ 秒达到稳态后，我们再次关闭红光。如图 2(b) 所示，我们观察到荧光信号迅速上升至稳态值的约两倍。我们认为这是因为 $|s\rangle$ 布居快速衰减至基态 $|g\rangle$。对荧光信号进行指数拟合，得到时间常数 $\tau = 18.9(1)\,\mu$ 秒，与 $|s\rangle$ 态的寿命 $\tau_s = 21.28(3)\,\mu$ 秒相当 [44]。在荧光尖峰出现后的较长时间内，磁光阱损失会导致荧光和原子数都缓慢衰减。如图 2(a) 所示，最终，在没有红光的情况下，磁光阱会达到其稳态值。总之，本节报告的布居动力学进一步表明，原子数增强是由部分 $\alpha \approx 0.5$ 原子布居于 $|s\rangle$ 引起的；这些原子不受蓝色冷却光相关损失的影响。

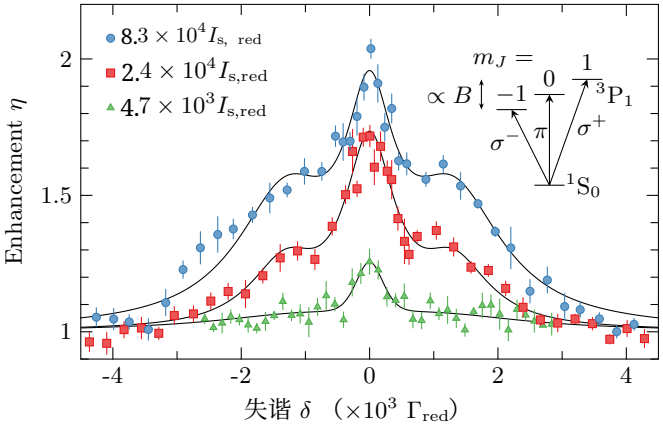


图 3. ^{88}Sr 的增强因子 η 随相对于共振 δ的失谐变化的关系，该增强因子是在红色屏蔽光束具有不同强度时测得的。黑线：实验曲线的经验拟合（见正文）。插图：$^1\mathrm{S}_0 \rightarrow {}^3\mathrm{P}_1$ 跃迁的能级图，显示了不同 m_J 塞曼子态的塞曼分裂；这些子态导致了所测光谱的特征形状。误差棒表示一个标准误差。

IV. 增强谱

为进一步深入了解，我们研究了红光屏蔽方案的频率依赖性。为此，我们通过连续制备有红光屏蔽光束和无红光屏蔽光束条件下的原子云，并将相应的原子数相除，确定不同频率下的增强因子 η。测量时对 $^3\mathrm{P}_2$ 态进行再泵浦，配置与图1(c)相同。图3显示了对于不同红光屏蔽光束强度，测得的增强谱随相对于红色共振的失谐 δ 变化的情况。我们用饱和参数$s_{\mathrm{red}} = I/I_{\mathrm{s,\ red}}$表示后者，其中$I_{\mathrm{s,\ red}} = 2.96\,\mu\mathrm{W/cm}^2$ 是屏蔽跃迁的饱和强度。在实验上，我们观察到所有谱线都呈现出一种特征性形状：在 $\delta = 0$ 处有一个窄峰，周围是宽广的背景。

我们将这种形状归因于对 m_J $^3\mathrm{P}_1$, 不同塞曼子态的寻址 m_J，这些子态在不同的失谐值 δ下达到共振。一方面，跃迁 π至态 $m_J = 0$的跃迁在磁场上不敏感，因此只受到多普勒展宽和强度展宽的影响。另一方面，跃迁 $\sigma^{\pm}$ 至态$m_J = \pm$

1 对磁场敏感，同时还会受到磁光阱四极磁场导致的塞曼展宽。因此，我们将光谱中的窄峰归因于 π 跃迁。尽管屏蔽光束为圆偏振，但在四极磁场为零的位置处，其相对于该跃迁的偏振并未被明确定义，因此可以激发该跃迁。我们将宽背景识别为两个部分重叠的侧峰，它们分别对应于 $\sigma^{\pm}$ 跃迁。

为确认这一解释，我们用由 3 个沃伊特线型组成的经验组合拟合实验数据点，包括一个中心线型和两个相同的侧线型。对于每个沃伊特线型，其线宽的一部分来自多普勒展宽。该部分由独立的温度测量确定，表示为 $\sqrt{k_{\mathrm{B}}T/m}/\lambda_{\mathrm{red}} \approx 1.38\,\mathrm{MHz}$，其中 $T \approx 9.6\,\mathrm{mK}$ 为温度，k_{B} 为玻尔兹曼常数，m 为 ^{88}锶的质量。线宽的第二个贡献来自强度展宽和塞曼展宽，将其作为自由参数。在最高饱和参数 $s_{\mathrm{red}} \approx 8.3 \times 10^4$下，拟合得到中心峰为 $\Delta f_\pi = 2.4(1)$ MHz，侧峰为 $\Delta f_\sigma = 6.6(3)$ MHz。测得的 Δf_π 与考虑强度展宽后的跃迁线宽 $\sqrt{1 + s_{\mathrm{red}}}\,\Gamma_{\mathrm{red}}/2\pi$ ≈2.13 MHz 符合得很好。测得的 Δf_σ 与该跃迁预期的塞曼展宽$1.5\mu_{\mathrm{B}}B'r_{\mathrm{MOT}}/h \approx 7.1$ MHz 相当，其中 μ_B 为玻尔磁子；我们采用的磁场梯度为 $B' \approx 42\mathrm{G/cm}$，磁光阱沿弱磁场方向的测量尺寸为 $r_{\mathrm{MOT}} \approx 0.8\mathrm{mm}$。对于其他饱和参数，拟合结果也相近。

总之，我们对增强谱的测量与模型高度吻合，并表明屏蔽是一种共振效应。由于强度展宽后的线型宽于云团的多普勒展宽，我们能够使磁光阱中很大一部分区域的 π 跃迁达到饱和。这解释了观测到的增强倍数为何为 2。要实现最佳屏蔽，确实必须使红色跃迁达到饱和。需要注意的是，为简化起见，第三节中引入的模型忽略了塞曼子结构。

这一假设是合理的，因为屏蔽跃迁是在共振条件下驱动的，且主要作用于π 跃迁。

V. 不同同位素和再泵浦配置的屏蔽

为展示该屏蔽方案的普适性，本节将其应用于另一种再泵浦配置以及锶的其他同位素。在大多数锶实验中，磁光阱的再泵浦方案使用两台激光器。一台用于再泵浦 $^3P_2$ 态，如前几节所述；另一台则用于再泵浦 $^3P_0$（钟）态。当 $^3P_2$ 再泵浦循环未闭合时，该态会被布居 [31]。鉴于我们用来再泵浦 $^3P_2$ 的 481 nm跃迁并非完全闭合 [38], ，我们发现，在 679 nm 处增加一束用于再泵浦$^3P_0$ 态的光（详见附录A），可以消除残余的泄漏通道，并增加磁光阱中的原子数。

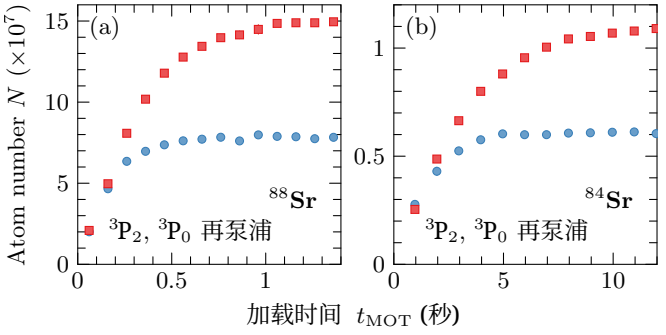


图 4. 两种玻色同位素的蓝色磁光阱装载曲线，测量时对亚稳态 $^3P_2$ 以及钟态 $^3P_0$ 进行再泵浦。数据显示了有（红色方块）和无（蓝色圆点）屏蔽光束时的装载情况。共振驱动红色跃迁产生的屏蔽效应在 ^{88}Sr（a）和 ^{84}Sr（b）中相当，但由于天然丰度不同，绝对原子数较低。误差棒表示一个标准误差。

在图 4(a)中，我们研究了在加入这一额外再泵浦光的情况下装载 ^{88}Sr 同位素，并发现屏蔽效应依然存在，且产生了相当的增强因子 $\eta = 1.94(1)$。这使我们能够为该同位素获得最高达 $N \approx 1.5 \times 10^8$ 的原子数。对于丰度第二高的玻色同位素 ^{86}Sr，我们也获得了类似的增强因子。此外，我们还针对丰度最低的玻色同位素 ^{84}Sr 探测了这一效应；由于其散射性质有利于玻色-爱因斯坦凝聚，因此该同位素更适合用于实现玻色-爱因斯坦凝聚 [45, 46]。如图 4(b)所示，在互组合线处进行共振驱动可使原子数增加 $\eta = 1.85(2)$ 倍。重要的是，在实验后续步骤中，这一原子数的提升得以保持，直至装载到光偶极阱中。因此，屏蔽方案提高了

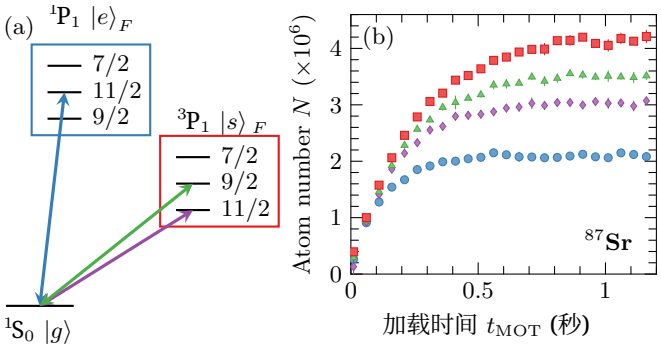


图 5。（a）本研究所涉及的费米同位素 ^{87}Sr 的超精细结构。（b）仅对 $^3P_2$ 态进行再泵浦时，费米子的蓝色磁光阱装载曲线。在 $|s\rangle_{F=11/2}$（紫色菱形）或 $|s\rangle_{F=9/2}$ （绿色三角形）超精细态中屏蔽原子时，稳态原子数会增加。同时寻址两个跃迁 $|s\rangle_{F=11/2}$ 和$|s\rangle_{F=9/2}$ （红色方块），与完全不使用屏蔽光（蓝色圆点）相比，原子总数提高了。01(1)倍。误差棒表示一个标准误差。

蒸发冷却过程的效率，并极大地促进了进入量子简并区，使我们能够制备出原子数超过 3×10^5 的纯玻色-爱因斯坦凝聚体。

最后，我们还展示了对费米同位素 ^{87}Sr 的屏蔽效应。该同位素与光学原子钟尤为相关。它的核自旋为 $I = 9/2$，因此基态和激发态的超精细结构均具有量子数 F 和 m_F （见图 5(a)）。这使屏蔽方案变得复杂，由于缺少磁场不敏感的 π 跃迁，其效率有所降低。然而，一个有利之处是，可以利用 $^3P_1$ 的全部三个超精细态进行屏蔽。在图 5(b)中，我们研究了寻址 $F = 11/2$ 态和$F = 9/2$ 态时的增强效果。在费米子锶装置中，寻址这两个跃迁的激光器很容易获得，因为它们分别对应红色磁光阱和搅拌光束[47]。我们的测量表明，$F = 11/2$ 屏蔽使原子数提高了 1。45(1) 倍，而改为寻址 $F = 9/2$ 态时，增强倍数为 $\eta = 1.69(1)$。驱动 $F = 9/2$ 跃迁时增强效果更大，这是因为其塞曼展宽较小，而这源于其朗德因子比 $F = 11/2$的小 4。5 倍。因此，激光能够寻址云团中更大比例的原子。同时驱动两个跃迁时，结合各自的增强效果，总增强倍数达到 $\eta = 2.01(1)$。

表 I 展示了第二节和第五节所报告的增强因子的相似性。所有测得的增强值都具有一致性，这表明我们的屏蔽方案具有普适性，适用于不同的再泵浦配置，也适用于具有不同量子统计性质和天然丰度的同位素。在附录 C 中，我们总结了成功应用屏蔽方案的一般判据，并讨论了其在

其他原子种类。

表 I. 在不同再泵浦配置下测得的原子数增强 η，以及不同天然丰度 [48] 的玻色同位素（^{88}Sr、 ^{84}Sr）和费米同位素（^{87}Sr）的原子数增强。增强因子由装载曲线的指数拟合得出。不确定度来自拟合参数的标准差误差。对于费米同位素，我们研究了两种屏蔽跃迁（见正文）。

	丰度（%）	再泵浦	η	Data
^{88}Sr	82.58	None	1.97(1)	图 1(d)
		$^3P_2$, $^3P_0$	2.08(1)	图 1(c)
			1.94(1)	图 4(a)
^{84}Sr	0.56	$^3P_2$, $^3P_0$	1.85(2)	图 4(b)
^{87}Sr	7.00	$^3P_2$	2.01(1)	图 5(b)

VI. 结论与展望

在本工作中，我们提出了一种通过共振驱动红色互组合线来增加锶蓝光磁光阱中稳态原子数的方案。通过部分布居 $^3P_1$ 激发态，可以有效屏蔽磁光阱免受蓝色冷却光造成的损失，使其充当寿命较短的储备态。使该跃迁达到饱和可使稳态原子数增加一倍。我们建立了一个简单的理论模型，能够捕捉屏蔽效应的主要特征。该模型揭示了态布居动力学以及我们在实验中观测到的增强光谱形状。此外，我们发现，在原子密度相差悬殊的磁光阱中都会发生增强，这表明无论处于何种损失机制，屏蔽效应都能持续存在。尽管在实验中我们重点研究了特定的再泵浦激光组合，但对于采用其他再泵浦方案的实验，该增强同样适用。此外，我们将该屏蔽方法应用于玻色子 ^{88}Sr 和 ^{84}Sr，以及费米子 ^{87}Sr，证明了其普适性。我们还表明，同时作用于两个储存态能够带来叠加增益。最后，我们观察到，原子数增强能够贯穿实验后续的冷却阶段，包括窄线宽红光磁光阱以及将原子装载到光偶极阱中的过程，并极大地促进量子简并的实现。

得益于其简便性和普适性，我们预计这种屏蔽方案将有助于广泛的量子科学与技术实验，这些实验涉及激光冷却锶原子。对于那些对原子数要求极高的应用，尤其如此，例如超辐射激光器 [12], 量子模拟器 [14]和原子干涉仪 [10, 11], , 包括近期的一些大型项目 [49, 50]。光学原子钟也可能使某些下一代方案受益，例如量子简并光晶格钟 [51],连续拉姆齐钟 [52] 或交错冷原子钟 [53]。现有实验可以轻松采用我们的方案，因为它无需对实验装置作任何额外改动，也兼容实验的小型化 [6, 7, 54]。展望未来，我们预计这种屏蔽方法也将应用于涉及其他原子种类的实验。

致谢

我们感谢 D. Jacobs 对实验装置设计与建造所作的贡献，感谢 C. S. Chisholm、S. Hirthe 和 R. Ramos 仔细审阅稿件，并感谢 ICFO 量子气体实验组参与讨论。我们感谢 J. C. Cifuentes、C. Dengra、X. Menino 以及相关的 ICFO 设施提供技术支持。我们感谢欧盟（PASQuanS2.1 项目，编号 101113690；DAALI 项目，编号 899275）、MCIN/AEI/10.13039/501100011033（LIGAS 项目 PID2020-112687GB-C21、DYNAMITE QuantERA 项目 PCI2022-132919〔由欧盟 NextGenerationEU 资助〕、科研设备 EQC2018-005001-P 和 EQC2019-005699-P、Severo Ochoa CEX2019-000910-S，以及 PRTR-C17.I1〔由欧盟 NextGenerationEU 和加泰罗尼亚自治区政府资助〕）、Fundación Ramón Areces（CODEC 项目）、Fundació Cellex、Fundació Mir-Puig 以及加泰罗尼亚自治区政府（加泰罗尼亚 ERDF 运营计划、QUASI-CAT/QuantumCat 项目，参考编号 001-P-001644、研究与大学部 2021-SGR-01448、AGAUR 和 CERCA计划）提供的资助。J.H. 感谢欧盟（Marie Skłodowska-Curie–713729）的支持；S.B. 感谢 MCIN/AEI/10.13039/501100011033 和欧洲社会基金（PRE2020-094414）的支持；A.R. 感谢 MCIN/AEI/10.13039/501100011033（Juan de la Cierva Formación FJC2020-043086-I）的支持；V.M. 感谢加泰罗尼亚政府研究与大学部的 Beatriu de Pinós 计划（2019-BP-00228）提供的支持。

附录A：实验装置和再泵浦方案

我们的实验装置由一个超高真空玻璃池组成，我们从原子束中装载蓝色磁光阱。该原子束源自一个由炉供给、横向装载的二维磁光阱，并配有一个短型塞曼减速器，其设计灵感来自文献 [28, 55, 56] 中的紧凑型设计。如图 1(b) 所示，蓝色磁光阱使用三束在λ_{blue}处的回反射 σ^+/σ^- 偏振激光束，以及由两个比特线圈 [57]以反亥姆霍兹构型产生的磁四极场，且具有

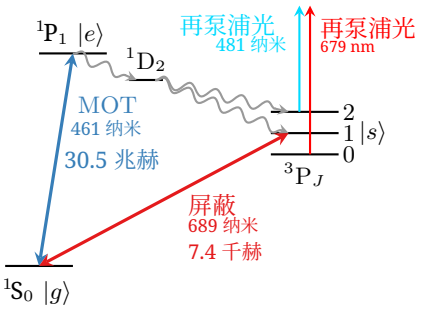


图 6. 锶的能级图，包括本研究涉及的冷却、屏蔽和再泵浦跃迁（彩色箭头）。弯曲的灰色箭头表示光学泄漏通道。481 纳米激光将 ^{3}P$_2$ 态的布居再泵浦，但会导致 ^{3}P$_0$ 态存在有限布居；可通过额外的 679 nm 激光对其进行再泵浦。

沿弱场方向的 $B' = 42\text{G/cm}$ 磁场梯度。蓝色磁光阱光束与三束在 λ_{red} 处的回反射 σ^+/σ^- 偏振红色光束重合，用于随后在红色磁光阱中进行窄线宽激光冷却，并提高蓝色磁光阱中的原子数。为确保激光线宽远低于 Γ_{red}，红色激光被稳定到一个精细度为 $\mathcal{F} \approx 1.9 \times 10^5$ 的超低膨胀玻璃腔。

除了蓝色和红色激光外，我们还可以在磁光阱中使用两台再泵浦激光，以处理与蓝光跃迁相关的单体损失机制，如图 6 所示。具体而言，在蓝色磁光阱中，^{1}P$_1$ 以 1 : 20000 [58]的概率衰变至 ^{1}D$_2$ 态。该态的寿命为 $\tau_{\text{D}} = 330\,\mu\text{s}$，并可衰变至 ^{3}P$_1$ 态和 ^{3}P$_2$ 态。^{3}P$_1$ 中的原子会衰变回基态，而 ^{3}P$_2$ 是一个寿命长于实验时间尺度的亚稳态。因此，衰变至该态的原子会从冷却循环中损失，从而限制蓝色磁光阱中的原子数。在我们的实验中，我们通过 481 nm跃迁将落入亚稳态 ^{3}P$_2$ 的原子连续再泵浦至双激发态 ^{3}P$_2$ [36, 38]。这种方法的限制因素是磁光阱中残留的损失机制。这些损失源于再泵浦过程中的不完善，可能导致原子布居到另一个亚稳态 ^{3}P$_0$ [34, 38], ，也可能导致原子在布居 ^{1}D$_2$ [37]的非俘获子态时逃出磁光阱区域。在第 V 节中，我们将介绍第二台波长为 679 nm 的再泵浦激光，它会再泵浦 ^{3}P$_0$ 态 [31], ，从而闭合再泵浦循环。

使用 ^{3}P$_2$ 再泵浦光和红色屏蔽光束运行磁光阱时，采用表 II 中汇总的激光束强度和失谐，我们在稳态下获得了含有 $N \approx 1 \times 10^8$个原子的 ^{88}Sr原子云。通过飞行时间测量提取的云团温度为 $T \approx 9.6\text{mK}$，沿弱场方向的高斯均方根宽度为 $r_{\text{MOT}} \approx 0.8\text{mm}$。正文中的吸收成像测量采用的飞行时间为关闭磁光阱和红色激光束后 $t_{\text{TOF}} = 1.1\text{ms}$。

附录 B：光辅助碰撞存在时的屏蔽

在本附录中，我们对第三节的模型进行调整，以纳入光辅助损失。这类损失取决于磁光阱的密度。根据参考文献 [59], ，我们考虑磁光阱密度的两个极限，即低密度极限和高密度极限。

在高密度极限下，辐射俘获效应使磁光阱密度 n_c 保持恒定。此类光辅助损失实际上会表现为单体损失：

$$\frac{dN(t)}{dt} = L - (\gamma + \beta n_c)\, N(t), \tag{B1}$$

其中 β 是二体损失系数。因此，只需将 γ 替换为 $\gamma + \beta n_c$，并引入总损失降低因子$1-\alpha$，即可直接应用第三节中的模型。其中，α 在单一跃迁情况下最高可达 0.5。由此得到有效损失系数（$\gamma + \beta n_c$）（$1 - \alpha$）。为简单起见，我们假设屏蔽不会改变密度 n_c。实际上，屏蔽光可能会因屏蔽光子的辐射俘获而导致 n_c 降低。这会进一步降低损失系数。我们强调，由于屏蔽导致的损失降低（$1 - \alpha$）与由于密度降低导致的损失降低（βn_c）是不同的过程。这两个过程的共同作用可能使增强因子大于 2。

相比之下，在低密度磁光阱中，体积保持不变，而密度随原子数增加。因此，损失具有二体特征，磁光阱速率方程变为

$$\frac{dN(t)}{dt} = L - \gamma N(t) - \beta' N(t)^2, \tag{B2}$$

其中 $\beta' = \beta/\pi^{3/2}V$，$V$ 是阱的体积。稳态原子数为

$$N_{\text{fin}} = \frac{\sqrt{\gamma^2 + 4\beta' L} - \gamma}{2\beta'}. \tag{B3}$$

屏蔽表现为损失系数的降低：$\gamma(1-\alpha)$ 和 $\beta'(1-\alpha)^2$。因此，方程 (B3) 可以写为

表 II. 蓝色磁光阱光束和红光屏蔽光束的参数：单束功率 P、$1/e^2$ 高斯光束束腰 w、共振饱和参数 s（共 6 束光束），以及相对于相应共振的失谐 Δ（以其线宽 Γ 为单位）。

	P（毫瓦）	w（毫米）	s	Δ（Γ）
蓝色光束	3.5	3.88	2.2	-2.2
红色光束	3.0	2.16	8.3×10^4	0

改写为

$$N_{\rm fin} = \frac{\sqrt{\gamma^2 + 4\beta' L} - \gamma}{2\beta'} \frac{1}{1-\alpha}. \tag{B4}$$

因此，在低密度磁光阱中，即使存在二体损失，也会出现这种增强。根据我们的推导，我们得出结论：无论损失属于单体还是双体，屏蔽方案都能通过有效减少损失来提高稳态原子数。不过，对于影响所有态的损失，例如由背景气体碰撞造成的损失，该方案并不能减少。

附录 C：其他原子种类中的屏蔽

本附录探讨其他原子种类是否也会表现出类似于本研究中在锶上观察到的屏蔽效应。我们确定了实现屏蔽的三个要求：（i）与储备态的共振耦合不会引入额外损失；（ii）屏蔽光束的辐射压力小于磁光阱光束的辐射压力，即 $\Gamma_s/\lambda_s \ll \Gamma_e/\lambda_e$。在辐射压力平衡构型中，例如使用反射式屏蔽光束时，这一条件可以放宽；（iii）屏蔽跃迁的多普勒展宽可以由其强度展宽补偿。因此，不能使用钟跃迁或寿命极长的态。事实上，令多普勒展宽等于强度展宽，可得一个特征强度；对于超窄线宽跃迁而言，实际上无法达到这一强度。

表 III. 类碱土元素的磁光阱/屏蔽跃迁组合

	λ_e (纳米)	$\Gamma_e/2\pi$(兆赫)	λ_s (纳米)	$\Gamma_s/2\pi$(千赫)	Ref.
Sr	461	30	689	7.4	本工作
Mg	285	79	457	0.036	[60]
Ca	423	35	658	0.37	[61]
Cd	229	91	325	70	[62]
Hg	185	30	254	1270	[63]
Yb	399	28	556	181	[64]

下文将介绍满足这些要求的不同原子种类的磁光阱跃迁与屏蔽跃迁组合。对于类碱土原子，我们在表 III 中总结了此类组合，并引用了相关实验。稀土元素具有多种适用于激光冷却和屏蔽的循环跃迁。表 IV 列出了可能适用于屏蔽的跃迁，并按线宽递减排序。根据要求（ii），磁光阱跃迁的线宽应大于屏蔽跃迁的线宽。

最后，在碱金属原子中，也应可以利用 D1 线跃迁实现屏蔽。事实上，我们观察到的屏蔽效应或许能为文献 [72], 中的观测结果提供另一种解释：当对 ^{39}K 磁光阱施加共振 D1 光时，原子数有所增加。实验参数（采用反射回程配置的光束以及总饱和参数 $s = 1.5$）符合上述屏蔽要求。

表 IV. 稀土元素的磁光阱/屏蔽跃迁组合

	λ_e (nm)	$\Gamma_e/2\pi$ (MHz)	λ_s (nm)	$\Gamma_s/2\pi$ (kHz)
Dy	421	32	598	140
[65, 66]	598	0.14	626	135
	626	0.135	741	1.8
			1001	$1.8{\cdot}10^{-3}$
Ho	411	33	599	147
[67, 68]	599	0.147	608	39
			661	15
			545	5
Er	401	30	583	186
[69, 70]	583	0.186	631	28
			841	8
			1299	$0.9{\cdot}10^{-3}$
Tm	410	10	531	530
[71]	531	0.53	1140	$1{\cdot}10^{-3}$

[1] H. J. Metcalf 和 P. Straten, *Laser Cooling and Trapping*（Springer，纽约，NY，1999年）。[2] F. Schreck 和 K. van Druten，量子气体的激光冷却，《自然·物理》**17**，1296（2021年）。[3] H. Katori、T. Ido、Y. Isoya 和 M. Kuwata-Gonokami，将锶原子磁光俘获并冷却至光子反冲温度，《物理评论快报》**82**，1116（1999年）。[4] X. Xu、T. H. Loftus、J. L. Hall、A. Gallagher 和 J. Ye，原子锶的冷却与俘获，《美国光学学会杂志B辑》**20**，968（2003年）。[5] S. Stellmer、B. Pasquiou、R. Grimm 和 F. Schreck，《通过激光冷却达到量子简并》，《物理评论快报》**110**，263003（2013）。[6] J. Grotti *et al.*，《利用可运输光钟开展大地测量与计量学》，《自然·物理》**14**，437（2018）。[7] M. Takamoto、I. Ushijima、N. Ohmae、T. Yahagi、K. Kokado、H. Shinkai 和 H. Katori，《利用一对可运输光学晶格钟检验广义相对论》，《自然·光子学》**14**，411（2020）。[8] T. Bothwell、C. J. Kennedy、A. Aeppli、D. Kedar、J. M. Robinson、E. Oelker、A. Staron 和 J. Ye，《分辨

毫米尺度原子样品中的引力红移》，《自然》602，420（2022）。[9] G. Ferrari、N. Poli、F. Sorrentino 和 G. M. Tino，《玻色型锶原子的长寿命布洛赫振荡及其在微米尺度引力测量中的应用》，《物理评论快报》97，060402（2006）。[10] L. Hu、N. Poli、L. Salvi 和 G. M. Tino，《利用锶光学钟跃迁进行原子干涉》，《物理评论快报》119，263601（2017）。[11] T. Akatsuka、T. Takahashi 和 H. Katori，《调谐至魔幻波长的光导原子干涉仪》，《应用物理快报》10，112501（2017）。[12] M. A. Norcia、M. N. Winchester、J. R. K. Cline 和 J. K. Thompson，《毫赫兹线宽锶钟跃迁上的超辐射》，《科学进展》2，e1601231（2016）。[13] M. J. Martin、M. Bishof、M. D. Swallows、X. Zhang、C. Benko、J. von Stecher、A. V. Gorshkov、A. M. Rey 和 J. Ye，《光学晶格钟中的量子多体自旋系统》，《科学》341，632（2013）。[14] F. Sch¨afer、T. Fukuhara、S. Sugawa、Y. Takasu 和 Y. Takahashi，《利用光晶格中的超冷原子进行量子模拟的工具》，《自然综述：物理》2，411（2020）。[15] I. Madjarov、J. Covey、A. Shaw、J. Choi、A. Kale、A. Cooper、H. Pichler、V. Schkolnik、J. Williams 和 M. Endres，《碱土金属里德伯原子的高保真量子纠缠与探测》，《自然·物理》16，857（2020）。[16] N. Schine、A. Young、W. Eckner、M. Martin 和 A. Kaufman，《光学钟量子比特阵列中的长寿命贝尔态》，《自然·物理》18，12067（2022）。[17] K. Barnes *et al.*，《核自旋量子比特寄存器的组装与相干控制》，《自然·通讯》13，2779（2022）。[18] C.-C. Chen、R. Gonz´alez Escudero、J. Min´a˘r、B. Pasquiou、S. Bennetts 和 F. Schreck，《连续玻色–爱因斯坦凝聚》，《自然》606，683（2022）。[19] F. Camargo、R. Schmidt、J. D. Whalen、R. Ding、G. Woehl、S. Yoshida、J. Burgd¨orfer、F. B. Dunning、H. R. Sadeghpour、E. Demler 和 T. C. Killian，《在玻色气体中产生里德伯极化子》，《物理评论快报》120，083401（2018）。[20] A. D. Bounds、N. C. Jackson、R. K. Hanley、R. Faoro、E. M. Bridge、P. Huillery 和 M. P. A. Jones，《里德伯缀饰磁光阱》，《物理评论快报》120，183401（2018）。[21] M. McDonald、B. McGuyer、F. Apfelbeck、C.-H. Lee、I. Majewska、R. Moszynski 和 T. Zelevinsky，《利用量子态控制光解离超冷双原子锶分子》，《自然》535，122（2022）。[22] S. Stellmer、M. K. Tey、B. Huang、R. Grimm 和 F. Schreck，《锶的玻色-爱因斯坦凝聚》，《物理评论快报》103，200401（2009）。[23] Y. N. Martinez de Escobar、P. G. Mickelson、M. Yan、B. J. DeSalvo、S. B. Nagel 和 T. C. Killian，《 ^{84}锶的玻色-爱因斯坦凝聚》，《物理评论快报》103，200402（2009）。[24] B. J. DeSalvo、M. Yan、P. G. Mickelson、Y. N. Martinez de Escobar 和 T. C. Killian，《 ^{87}锶的简并费米气体》，《物理评论快报》105，030402（2010）。[25] M. Schioppo、N. Poli、M. Prevedelli、S. Falke、C. Lisdat、U. Sterr 和 G. M. Tino，《用于激光冷却实验的紧凑高效锶炉》，《科学仪器评论》83，103101（2012）。[26] Y. B. Ovchinnikov，用于锶的永磁塞曼减速器

原子钟，《欧洲物理学杂志专题》163，95（2008年）。[27] T. Yang、K. Pandey、M. S. Pramod、F. Leroux、C. C. Kwong、E. Hajiyev、Z. Y. Chia、B. Fang 和 D. Wilkowski，《冷锶原子的高通量源》，《欧洲物理学杂志D辑》69（2015年）。[28] M. Barbiero、M. G. Tarallo、D. Calonico、F. Levi、G. Lamporesi 和 G. Ferrari，《用于光学钟的边带增强型冷原子源》，Physical Review Applied 13，014013（2020年）。[29] C.-C. Chen、S. Bennetts、R. G. Escudero、B. Pasquiou 和 F. Schreck，《具有高相空间密度的连续引导锶原子束》，Physical Review Applied 12，044014（2019年）。[30] T. K. T. Kurosu 和 F. S. F. Shimizu，《碱土原子的激光冷却与俘获》，《日本应用物理学杂志》31，908（1992年）。[31] T. P. Dinneen、K. R. Vogel、E. Arimondo、J. L. Hall 和 A. Gallagher，《磁光阱中 Sr * - Sr 的冷碰撞》，Physical Review A 59，1216（1999年）。[32] N. Poli、R. E. Drullinger、G. Ferrari、J. L´eonard、F. Sor- rentino 和 G. M. Tino，《超冷锶同位素混合物的冷却与俘获》，Physical Review A 71，061403（2005年）（R）。[33] P. G. Mickelson、Y. N. Martinez de Escobar、P. Anzel、B. J. DeSalvo、S. B. Nagel、A. J. Traverso、M. Yan 和 T. C. Killian，《利用 (5s5 p) ^{3}D$_2$-(5s4d) ^{3}D$_2$ 跃迁对激光冷却锶原子进行再泵浦和光谱研究》，《物理学杂志B辑》42，235001（2009年）。[34] S. Stellmer 和 F. Schreck，《锶中 $5s5p\ ^3P_2$–$5snd\ ^3D_1$,2,3 跃迁的储库光谱学》，Physical Review A 90，022512（2014年）。[35] D. S. Barker、B. J. Reschovsky、N. C. Pisenti 和 G. K. Campbell，《增强锶原子的磁阱装载》，Physical Review A 92，043418（2015年）。[36] R. Ding，*Narrow line cooling of* ^{84}Sr，硕士论文，莱斯大学（2016年）。[37] P. Moriya、M. Ara´ujo、F. Tod˜ao、M. Hemmerling、H. Keßler、R. Shiozaki、R. C. Teixeira 和 P. W. Courteille，《比较 403 nm 和 497 nm 再泵浦方案在锶磁光阱中的应用》，《物理通讯杂志》2，125008（2018年）。[38] F. Hu、I. Nosske、L. Couturier、C. Tan、C. Qiao、P. Chen、Y. H. Jiang、B. Zhu 和 M. Weidem¨uller，《分析用于高效装载锶磁光阱的单激光再泵浦方案》，Physical Review A 99，033422（2019年）。[39] S. Zhang、P. Ramchurn、M. Menchetti、Q. Ubaid、J. Jones、K. Bongs 和 Y. Singh，《针对 Sr 磁光阱的 ^{3}P$_0 \rightarrow {}^3$D$_1$ 新型再泵浦及 ^{3}D$_1$，的 Land´e g 因子测量》，《物理学杂志B辑》53，235301（2020年）。[40] H. Katori、T. Ido、Y. Isoya 和 M. Kuwata-Gonokami，《面向量子简并的锶原子激光冷却》，《AIP会议论文集》551，382（2001年）。[41] W. Ketterle、K. B. Davis、M. A. Joffe、A. Martin 和 D. E. Pritchard，《暗态自发力光学阱中的高密度冷原子》，《物理评论快报》70，2253（1993年）。[42] M. H. Anderson、W. Petrich、J. R. Ensher 和 E. A. Cornell，《降低低压蒸气室阱中的光辅助碰撞损失率》，Physical Review A 50，R3597（1994年）。[43] A. R. L. Caires、G. D. Telles、M. W. Mancini、L. G. Mar- cassa、V. S. Bagnato、D. Wilkowski 和 R. Kaiser，《磁光阱中阱损失率的强度依赖性》，《巴西物理学杂志》

锶阱，《巴西物理学杂志》**34**，1504（2004年）。[44] T. L. Nicholson *et al.*，《总不确定度为 2×10^{-18} 的原子钟系统评估》，《自然·通讯》**6**，6896（2015年）。[45] A. Stein、H. Kn¨ockel 和 E. Tiemann，《Sr_2 的傅里叶变换光谱学及修订后的基态势能》，Physical Review A **78**，042508（2008年）。[46] Y. N. Martinez de Escobar、P. G. Mickelson、P. Pelle- grini、S. B. Nagel、A. Traverso、M. Yan、R. Cˆot´e 和 T. C. Killian，《超冷 ^{88}Sr 的双光子光缔合光谱学》，Physical Review A **78**，062708（2008年）。[47] T. Mukaiyama、H. Katori、T. Ido、Y. Li 和 M. Kuwata- Gonokami，《费米温度附近 ^{87}Sr 原子的反冲极限激光冷却》，《物理评论快报》**90**，113002（2003年）。[48] L. J. Moore、T. J. Murphy、I. L. Barnes 和 P. J. Paulsen，《锶标准样品的绝对同位素丰度比和原子量》，《美国国家标准局研究杂志》**87**，1（1982年）。[49] L. Badurina *et al.*，AION：原子干涉仪观测台与网络，《宇宙学与粒子天体物理学杂志》**2020**，11（2020年）。[50] Y. A. El-Neaj *et al.*，AEDGE：空间暗物质与引力探索原子实验，《EPJ量子技术》**7**，6（2020年）。[51] S. L. Campbell、R. B. Hutson、G. E. Marti、A. Goban、N. D. Oppong、R. L. McNally、L. Sonderhouse、J. M. Robinson、W. Zhang、B. J. Bloom 和 J. Ye，《费米简并三维光晶格钟》，《科学》**358**，90（2017年）。[52] H. Katori，《用于光学钟连续运行的原子纵向拉姆齐光谱学》，《应用物理快报》**14**，072006（2021年）。[53] M. Takamoto、T. Takano 和 H. Katori，《超越迪克极限的光学晶格钟频率比较》，《自然·光子学》**5**，288（2011年）。[54] M. Kwon、A. Holman、Q. Gan、C.-W. Liu、M. Molinelli、I. Stevenson 和 S. Will，《用于锶的喷流加载冷原子束源》，《科学仪器评论》**94**，013202（2023年）。[55] G. Lamporesi、S. Donadello、S. Serafini 和 G. Ferrari，《紧凑型冷钠原子高通量源》，《科学仪器评论》**84**，063102（2013年）。[56] I. Nosske、L. Couturier、F. Hu、C. Tan、C. Qiao、J. Blume、Y. H. Jiang、P. Chen 和 M. Weidem¨uller，《作为冷锶原子源的二维磁光阱》，Physical Review A **96**，053415（2017年）。[57] D. O. Sabulsky、C. V. Parker、N. D. Gemelke 和 C. Chin，《用于冷原子实验的高效连续工作型 Bitter 式电磁铁》，《科学仪器评论》**84**，1（2013年）。[58] A. Cooper、J. P. Covey、I. S. Madjarov、S. G. Porsev、M. S. Safronova 和 M. Endres，光镊中的碱土金属原子，Physical Review X **8**，041055（2018）。[59] J. Weiner、V. S. Bagnato、S. Zilio 和 P. S. Julienne，冷碰撞与超冷碰撞的实验和理论，Reviews of Modern Physics **71**，1（1999）。[60] M. Riedmann *et al.*，通过从毫开尔文温度的镁原子连续装载偶极阱突破密度极限，Physical Review A **86**，043416（2012）。[61] S. Kraft、F. Vogt、O. Appel、F. Riehle 和 U. Sterr，碱土原子的玻色-爱因斯坦凝聚：^{40}钙，Physical Review Letters **103**，130401（2009）。[62] K.-A. Brickman、M.-S. Chang、M. Acton、A. Chew、D. Matsukevich、P. C. Haljan、V. S. Bagnato 和 C. Monroe，镉的磁光俘获，Physical Review A **76**，043411（2007）。[63] H. Hachisu、K. Miyagishi、S. G. Porsev、A. Derevianko、V. D. Ovsiannikov、V. G. Pal'chikov、M. Takamoto 和 H. Katori，中性汞原子的俘获及光学晶格钟的前景，Physical Review Letters **100**，053001（2008）。[64] H. Gothe、D. Sholokhov、A. Breunig、M. Steinel 和 J. Eschner，冷镱原子的连续波虚态激射，Physical Review A **99**，013415（2019）。[65] M. Lu、S. H. Youn 和 B. L. Lev，镝原子中窄线宽激光冷却跃迁的光谱学，Physical Review A **83**，012510（2011）。[66] N. Petersen、M. Tr¨umper 和 P. Windpassinger，镝原子1001纳米跃迁的光谱学，Physical Review A **101**，042502（2020）。[67] J. Miao、J. Hostetter、G. Stratis 和 M. Saffman，钪原子的磁光俘获，Physical Review A **89**，041401(R)（2014）。[68] D. Stefa´nska、B. Furmann、J. Ruczkowski、M. Elan-tkowska、P. G-lowacki、M. Chomski、M. Suski 和 S. Wilman，钪原子磁光阱可能采用的第二阶段激光冷却跃迁研究，Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer **246**，106915（2020）。[69] H. Ban、M. Jacka、J. L. Hanssen、J. Reader 和 J. J. McClelland，铒原子的激光冷却跃迁，Optics Express **13**，3185（2005）。[70] A. Patscheider、B. Yang、G. Natale、D. Petter、L. Chomaz、M. J. Mark、G. Hovhannesyan、M. Lepers 和 F. Ferlaino，在1299纳米处观测到铒原子的窄内壳层轨道跃迁，Physical Review Research **3**，033256（2021）。[71] D. Sukachev、A. Sokolov、K. Chebakov、A. Akimov、S. Kanorsky、N. Kolachevsky 和 V. Sorokin，钪原子的磁光阱，Physical Review A **82**，011405 2010(R)（）。[72] G. S alomon、L. Fouch´e、P. Wang、A. Aspect、P. Bouyer 和 T. Bourdel，将 ^{39}K冷却至高相空间密度的灰糖浆冷却，EPL **104**，63002（2014）。