工程化受限碱金属蒸气中的近红外二能级系统

Gilad Orr[1], Golan Ben-Ari[2], Eliran Talker[2]

[1]阿里埃勒大学物理系，阿里埃勒 40700

[2]阿里埃勒大学电气工程系，以色列阿里埃勒 40700

*通讯作者：elirant@ariel.ac.il

摘要

我们结合实验与理论研究，探讨了一种工作于近红外电信波长范围的有效二能级原子系统。该系统利用受限于亚微米厚度气室中的热铷蒸气实现。在这种强限域几何结构中，频繁的原子-表面碰撞引发壁诱导弛豫，深刻影响原子相干性。通过分析吸收与荧光光谱，我们证明，光学响应由闭合循环跃迁主导；尽管存在多个超精细态，原子动力学实际上仍被限制在二能级构型中。这种限域诱导选择抑制了光抽运至非耦合态，使微型原子平台能够在电信波长下实现稳健且可控的光-物质相互作用。我们的结果为在紧凑型蒸气池器件中实现近红外原子二能级系统提供了切实可行的途径，并为集成量子光子技术开辟了新机遇，包括片上量子存储器、电信波段频率基准以及可扩展的量子信息处理。

引言

激发原子态之间的光谱学已广泛应用于众多领域，包括激光冷却[1,2]，高分辨率光谱学[3–6]以及频率标准的研制[7]。在这些系统中，铷的$5P_{3/2} \rightarrow 4D_{5/2}$跃迁作为电信波段一种颇具前景的原子基准，尤其受到关注，并有望应用于量子存储器、光纤量子通信[8–13]和量子增强传感[14–17]。

访问激发态跃迁通常依赖于碱金属蒸气中的光学–光学双共振（OODR）光谱学，该方法采用梯型原子构型，可对激发态之间的跃迁进行无多普勒测量。已有研究在铷蒸气池中实现了$5P_{3/2} \rightarrow 4D_{5/2}$跃迁的亚多普勒 OODR 光谱；然而，Rb 中$4D_{5/2}$能级簇的超精细结构仍未得到充分分辨。这一局限源于激发态超精细分裂较小，以及循环跃迁主导 OODR 信号、掩盖了较弱的超精细组分。此外，激发态 OODR 光谱的信噪比（SNR）本身受到限制：中间$5P_{3/2}$态（~ 26 ns）的寿命较短，而$4D_{5/2}$ 态（~ 84 ns）的寿命较长，导致布居转移减少，进而使激发态信号微弱，即使对于循环跃迁也是如此。

为克服这些局限，Moon等人[18–20] 提出了双共振光学抽运（DROP）技术。该技术通过检测基态布居的变化，而非直接探测激发态布居，实现对激发态跃迁的高信噪比光谱测量。在这种方法中，原子经由中间态和激发态接受光抽运，最终进入未耦合基态，从而产生强且具有光谱分辨能力的信号。基于这一概念，我们近期开发了荧光双共振光学抽运（FDROP）[21],，通过荧光而非基态透射来推断激发态布居动力学。对于毫米尺度的蒸气池，与传统DROP光谱学相比，FDROP能够提高信噪比。然而，在DROP和FDROP中，占主导地位的光谱特征都源自将原子抽运至非耦合基态的跃迁。因此，非循环跃迁主导了光谱，这从根本上限制了有效二能级系统的实现。

超薄碱金属蒸气池为克服这一局限提供了一种有效途径。超薄池中的亚多普勒光谱源于壁间轨迹造成的各向异性原子-光相互作用：速度在垂直于池窗方向上的分量较小的原子，其相互作用时间更长，因此对检测到的信号贡献显著更大[22–36]。在法向入射照明下，这些

慢原子几乎平行于池壁运动，使其共振实际上不受多普勒频移影响。这种速度选择机制可自然抑制多普勒展宽，并避免光抽运至不需要的态。

在本研究中，我们利用超薄铷蒸气池研究近红外电信波段的激发态光谱学。我们表明，当气室厚度小于5 μ米时，慢原子的动力学会显著促进循环$5P_{3/2} \rightarrow 4D_{5/2}$ 跃迁。通过重建原子密度矩阵布居，我们证明，在这种受限几何结构中，循环跃迁占据主导地位，从而能够实现有效的近红外二能级系统。这些结果为紧凑型电信波段量子存储器、原子参考激光频率稳定、基于光纤的量子通信，以及陀螺仪和磁力计等量子增强传感应用开辟了新途径。

本文的结构安排如下：首先介绍理论模型和数值模拟，随后介绍实验装置和测量过程，最后讨论研究结果的意义。

理论

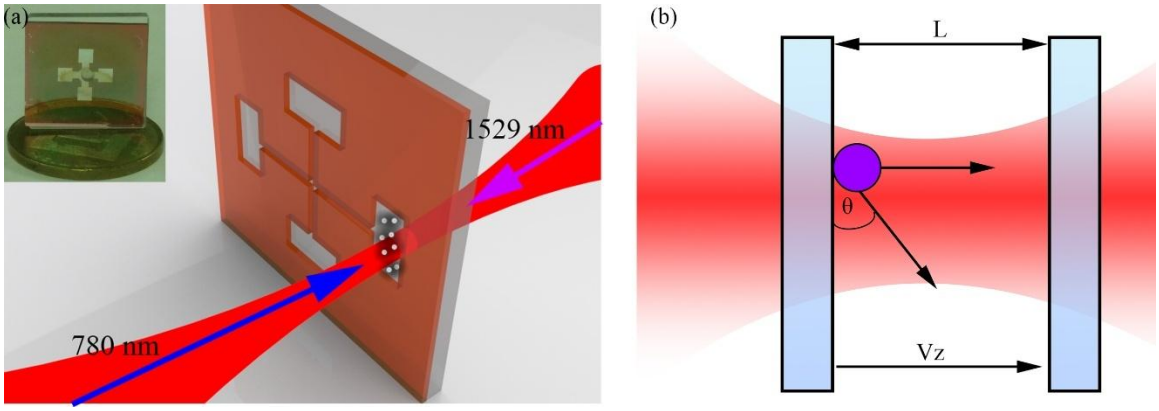

图 1。 超薄蒸气池几何结构与速度选择性原子轨迹 (a) 自制超薄蒸气池示意图。反向传播的探测光束（780纳米）和耦合光束（1529纳米）穿过厚度各异的气室（500纳米、1微米、5微米和30微米），如方框中所示。插图：制作完成的薄池照片。(b) 薄池内原子轨迹示意图。纵向速度较小（v_z）、几乎垂直于池窗运动的原子，与纵向速度较大（v_z）、更快穿过气室的原子相比，具有显著更长的光与物质相互作用时间。

图 1(a) 展示了利用封闭在自制薄池中的热原子蒸气制备近红外二能级系统（TLS）的过程。两束反向传播的探测光束和耦合光束在薄池内相交。如图 1(b) 所示，这种几何配置产生了速度选择过程，只有纵向速度较小的原子才会对透射信号和荧光信号产生显著贡献。理论模型考虑了封闭在薄池中的七能级铷原子系统（见图 1）。[85]

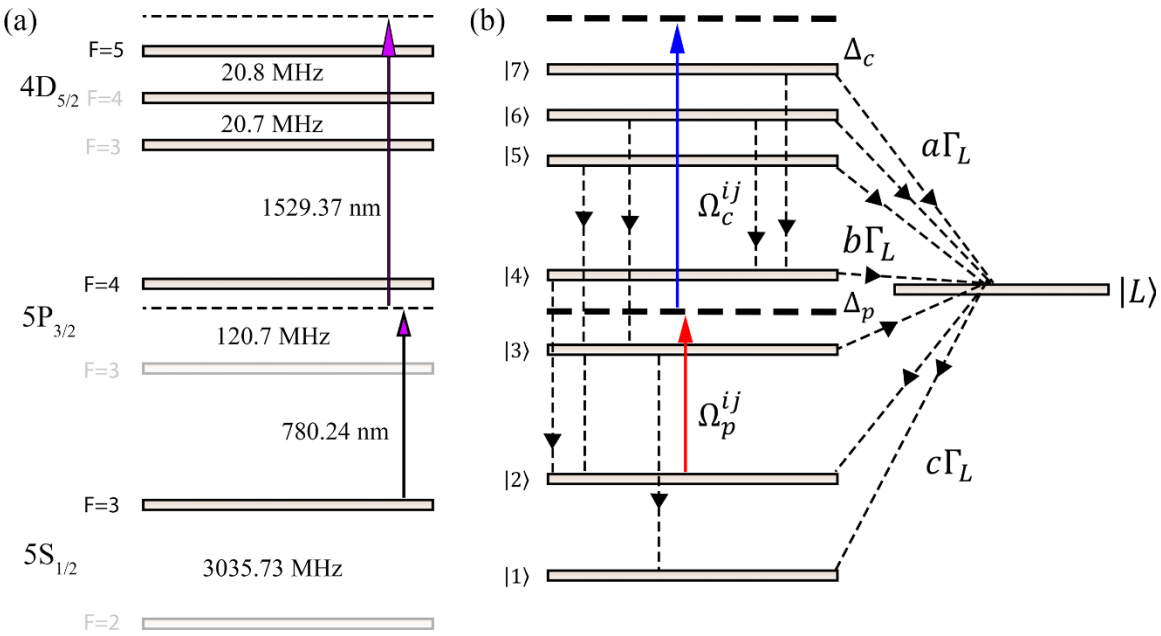

图 2。 近红外铷系统的实验和理论能级方案 (a) ^{85}Rb 的实验能级方案。波长为 780.24 nm 的探测光束调谐至略低于 $|5S_{1/2}, F = 3 \rightarrow |5P_{3/2}, F = 4$ 跃迁（<1 兆赫），而波长为 1529.37 nm 的耦合光束则扫描$|4D_{5/2}$, F = 3,4,5 超精细流形。(b) 理论模型中使用的能级构型。Ω_p 和Ω_c 分别表示探测场和耦合场的拉比频率，Δ_p 和Δ_c 则分别表示其对应的失谐。系数 (a)、(b) 和 (c) 表示从五个上态 |3⟩ – |7⟩ 跃迁至基态及损耗态$|L$ 的分支比。

原子介质与两个光场相互作用：探测光束相对于 $|5S_{1/2}, F = 3 \rightarrow |5P_{3/2}, F = 4$ 中间态跃迁略微红失谐（$\Delta_p < 1$ 兆赫），而耦合光束则在 $|5P_{3/2}, F = 4 \rightarrow |4D_{5/2}$, F =3,4,5 流形范围内进行扫描。在密度矩阵形式主义下，并在偶极近似和旋转

波近似下，原子布居和相干性的时间演化由量子主方程支配

(1) $$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar}[\mathcal{H}, \rho] + \mathcal{L}\rho$$

这里，H 是原子哈密顿量，可表示为

(2) $$\begin{aligned}\mathcal{H} = &-\omega_{HFS}|1\rangle\langle 1| + (\Delta_p - \delta_1)|3\rangle\langle 3| + \Delta_p|4\rangle\langle 4| \\ &+ \left(\Delta_p + \Delta_c + (\delta_2 + \delta_3)\right)|5\rangle\langle 5| + (\Delta_p + \Delta_c + \delta_3)|6\rangle\langle 6| \\ &+ (\Delta_p + \Delta_c)|7\rangle\langle 7| + \Omega_p^{24}|2\rangle\langle 4| + \Omega_c^{45}|4\rangle\langle 5| + \Omega_c^{46}|4\rangle\langle 6| \\ &+ \Omega_c^{47}|4\rangle\langle 7| + \text{H.c}\end{aligned}$$

其中 $\omega_{HFS} = 2\pi \cdot 3.035$ GHz 表示 ^{85}Rb 中的数值，Ω_c^{ij} 是耦合光拉比频率，定义为$\Omega_c^{ij} = d_{ij} \cdot E_c/\hbar$ ； $\Omega_p^{ij} = d_{ij} \cdot E_P/\hbar$ 分别是探测光束和泵浦光束的拉比频率。d_{ij} 是跃迁的偶极矩，等于

(3) $$d_{ij} = \langle F_i|e \cdot r|F_j\rangle = \langle J_i|e \cdot r|J_j\rangle(-1)^{F_j+J_i+1+I} \cdot \left(S_{F_iF_j}\right)^{1/2}$$

这里，I、F、J 是角动量量子数，$S_{FF'}$ 是跃迁强度因子（跃迁强度的计算方法见附录），约化矩阵元 $J_i|e \cdot r|J_j$ 等于[37]:

(4) $$\langle J_i|e \cdot r|J_j\rangle = \frac{3\pi\varepsilon_0\hbar c^3}{\omega_0^3\tau}\frac{2J_j+1}{2J_i+1}$$

这里，ω_0 是共振跃迁频率，τ 是自然寿命。Δ_p、Δ_c 分别是探测光束和耦合光束的失谐。δ_i 是两个相邻能级之间的能级间距（见图 2）。H.c 是厄米共轭。Lρ 是林德布拉德算符（描述耗散过程），用于描述布居和相干时间衰减。它等于

(5) $$\mathcal{L}\rho = \sum_d \frac{\Gamma_{tot}}{2}\left(\sigma_d^\dagger\sigma_d\rho + \rho\sigma_d^\dagger\sigma_d - 2\sigma_d\rho\sigma_d^\dagger\right)$$

其中，$\sigma_d^\dagger = |nm|$ 和Γ_{tot} 是态n、$m \in \{|1\rangle、|2\rangle、|3\rangle、|4\rangle、|5\rangle、|6\rangle、|7\rangle\}$的总衰减率。衰减率可表示为

(6) $$\Gamma_{tot} = \Gamma_0 + \Gamma_{self} + \Gamma_L$$

其中，Γ_0 是激发态的自发辐射（$\Gamma_{5P_{3/2}} = 2\pi \cdot 6.06$ 兆赫和$\Gamma_{4D_{5/2}} = 2\pi \cdot 1.97$ 兆赫），Γ_{self} 是自展宽弛豫速率。由于我们的所有实验均在 120°C 以下进行，如 Lee Weller 等人所示[38]，自展宽弛豫速率等于$\Gamma_{self} \approx 2\pi \cdot 1$ 兆赫，因此我们可以忽略自展宽的影响。最后，主要的弛豫过程由壁面碰撞弛豫速率引起，可表示为

(7) $$\Gamma_L = 2\pi \cdot \frac{v_z}{L_z/2}$$

这里，L_z 为气室厚度，v_z 为沿 z 方向的原子平均速度。在 120°C 时，沿 z 方向的原子平均速度约为 $v_z \approx 277$[m/s]。

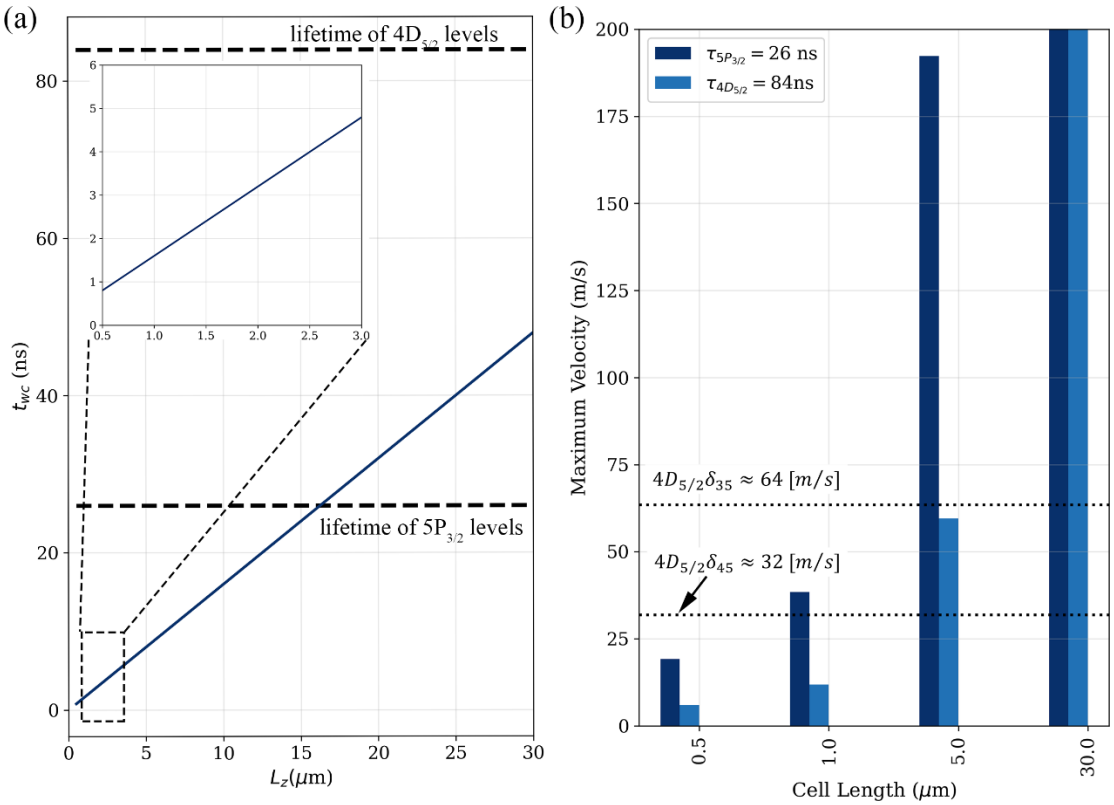

图3。 壁碰撞–超薄蒸气池中的诱导弛豫和速度筛选 (a) 温度为 120°C ($v_z \approx 277$ m/s) 时，壁碰撞弛豫速率随气室厚度的变化计算结果。黑色虚线表示中间 $|5P_{3/2}$ 态和上激发态的自然寿命

$|4D_{5/2}$ 态。(b) 原子垂直于池窗运动时允许的最大原子纵向速度 v_z，由上激发态满足条件 $v_{\max} = L_z/\tau_{4D_{5/2}}$、中间态满足条件 $v_{\max} = L_z/\tau_{5P_{3/2}}$确定。黑色虚线表示 $|4D_{5/2}$ 态各超精细能级组之间的能级间隔。

如图 3(a) 所示，在 120 °C 下，对于气室厚度在 500 nm 至 15 μm 之间的情况，壁碰撞时间短于$5P_{3/2}$ 激发态的自发寿命。因此，通常会使循环跃迁 $|5S_{1/2}, F = 3 \rightarrow |5P_{3/2}, F = 4$的布居减少的光抽运机制——即经由非循环中间态衰变至未耦合基态 $|5S_{1/2}, F = 2$——受到强烈抑制。因此，闭合（循环）跃迁的布居基本保持不变。此外，即使探测激光调谐至循环跃迁 $|5S_{1/2}, F = 3 \rightarrow |5P_{3/2}, F = 4$，对于多普勒频移与$|5P_{3/2}, F = 4$和$|5P_{3/2}, F = 3$能级之间的超精细分裂相匹配的原子，也可能发生非循环激发；该超精细分裂为 120.7 兆赫。此条件可表示为

(8) $$\omega_{F=3\rightarrow F=4} = -\mathbf{k}_p \cdot \mathbf{v} \Rightarrow v = \frac{\omega_{F=3\rightarrow F=4}}{k_p}$$

where $k_p$is th$^{e\ pro}$ be-b$^{eam\ wave\ vec}$ tor, $k_p = 2\pi/\lambda_p = 2\pi/(780 \times 10^{-9}\ m)$

。将这些数值代入式 (4)，得到最小原子速度 $v \approx 94$ 米/秒。如图 3(a) 所示，在超薄池中，这类速度的原子会因快速壁碰撞而被有效滤除。因此，非循环跃迁受到强烈抑制，只有循环态仍具有显著布居。图 3(b) 显示了沿 z 方向、对中间态和激发态布居有贡献的最大原子速度随气室厚度的变化。对于厚度为 5 μ米的气室，允许的最大速度约为 60 米/秒。在这一速度下，多普勒频移足以使耦合激光激发来自 $4D_{5/2}$、$F = 4$ 超精细流形的原子，从而使非循环态获得布居。这种多普勒诱导耦合会削弱有效二能级系统（TLS）的形成。相比之下，当气室厚度小于 5 μ米时，允许的最大速度会降至约 12 米/秒。在这种条件下，多普勒频移太小，无法跨越超精细分裂，因此非循环跃迁受到强烈抑制。结果，只有循环

跃迁保持活跃，从而能够稳健地实现有效 TLS。通过求解完整的主方程组，得到 DROP 、 FDROP 和荧光信号的计算光谱；其推导见附录。我们的测量通过检测超薄蒸气池的光学透射或其发出的荧光来实现。因此，理论描述需要在稳态条件下求解密度矩阵方程（$\partial\rho/\partial t = 0$）。为分析薄池在两个光场作用下的响应，我们计算了三个可观测量：(i) 探测光束的 DROP 信号，(ii) 探测光束诱导的荧光（FDROP），以及 (iii) 由 1529纳米耦合光束产生的荧光。DROP 信号与探测光束的吸收成正比，表示为

$$\text{DROP} = \int_0^\infty Im[\rho_{24}(v)]dz \int_{-\infty}^\infty W(v)\,dv \tag{9}$$

其中，$W(v)$ 是来自我们薄池的玻尔兹曼速度分布。从 $4D_{5/2}$ 流形发出的荧光为

$$\text{Fluorescence} = \sum_{i=5}^{7} \int_0^\infty \rho_{ii} dz \int_{-\infty}^\infty W(v)\,dv \tag{10}$$

这里，我们对布居密度矩阵元（ρ_{ii}、 $i \in 5$、6、7）求和。最后，与探测光束诱导的荧光对应的 FDROP 信号计算如下：

$$\text{FDROP} = \sum_{i=3}^{5} \int_0^\infty \rho_{ii} dz \int_{-\infty}^\infty W(v) dv \tag{11}$$

其中求和包含相关的中间态和激发态。玻尔兹曼速度分布为 $W(v) = (1/u\sqrt{\pi})$ $\exp(-v^2/u^2)$，这里 u 是最概然速率 $u = \sqrt{2k_BT/m}$ ，其中 m 是原子的质量，T 是其绝对温度。

实验装置和结果

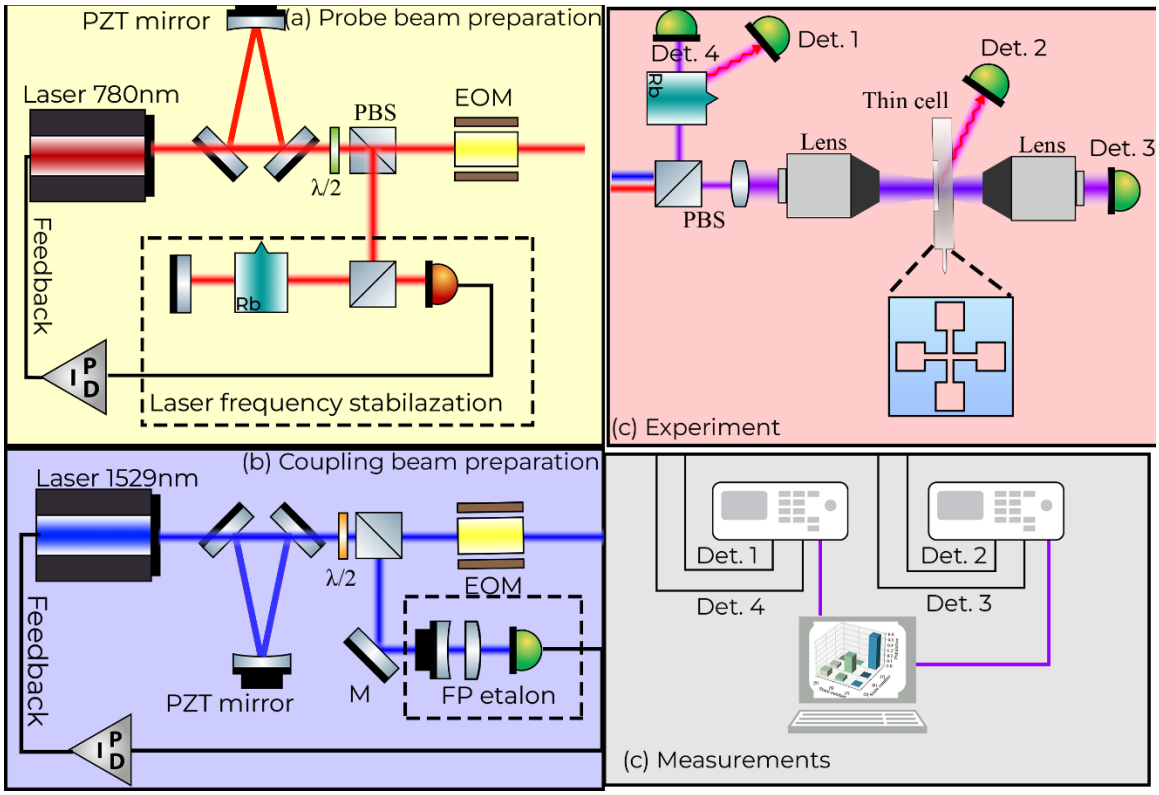

图 4。 用于超薄铷蒸气池中光学双共振、DROP 和 FDROP 光谱学的实验装置 用于铷原子的光学双共振、DROP 和 FDROP 光谱学的实验装置。(a) 探测光束制备：探测激光通过饱和吸收光谱稳定在循环跃迁 $|5S_{1/2}, F = 3 \rightarrow |5P_{3/2}, F = 4$ 附近，然后通过电光调制器（EOM），以实现强度稳定并在共振附近进行频率扫描。(b) 耦合光束制备：耦合激光借助法布里–珀罗（FP）标准具以及来自参考蒸气池的共振信号，稳定在激发态循环跃迁处。(c) 相互作用区域：探测光束和耦合光束反向传播，穿过超薄蒸气池或参考池；两个蒸气池均置于磁屏蔽内，以抑制外部磁场效应。(d) 探测：透射信号和荧光信号由光电探测器和示波器记录，并在计算机上进行分析。EOM：电光调制器；M：反射镜；FP：法布里–珀罗标准具；PBS：偏振分束器；Det：探测器；λ/2 板：半波片。

实验装置示意图如图4所示，由探测光束制备、耦合光束制备以及相互作用和探测阶段组成。图4(a)所示的探测光束调谐至天然铷的 $|5S_{1/2}, F = 3 \rightarrow |5P_{3/2}, F = 4$ 跃迁附近，由一台780纳米外腔二极管激光器（ECDL）产生，其典型线宽为~200千赫，光功率最高可达100毫瓦。为抑制光束指向噪声和高阶横模，探测光束被

耦合进入一台高精细度三镜环形腔，该腔用作空间模式清洁器，可选择性增强基横模LG₀₀，同时抑制高阶模式。少量探测光被分出，送入使用铷参考池的饱和吸收光谱装置，从而将激光频率稳定在所需原子共振附近。随后，主探测光束通过一台电光调制器（EOM），用于相位调制，并主动稳定探测光束功率，然后送至相互作用区域。图4(b)所示的1529纳米耦合光束由一台连续可调激光器（CTL）产生，其典型线宽为~100 千赫。与探测光束路径类似，耦合光束也经过三镜环形腔进行空间滤波，以确保获得洁净的基横模。耦合激光的频率稳定和监测通过自由光谱范围为200兆赫的法布里–珀罗标准具实现。耦合光束路径中也使用了电光调制器，在实验前发挥光学调制和功率稳定的双重作用。如图4(c)所示，探测光束（20 μ瓦）和耦合光束（60 μ瓦）均被分为两路。一路被引导至一只长7.5厘米、内含天然铷蒸气的参考池；该参考池置于磁屏蔽装置内，以抑制杂散磁场，用于辅助光谱和系统诊断。另一路将探测光束和耦合光束引至主实验区域，在那里通过一组透镜使两束光模式匹配并同向传播。两束光在一只自制超薄蒸气池中相互作用，该池内含天然铷蒸气，且同样置于磁屏蔽装置内，不含缓冲气体，从而在传播方向上实现强限域，并可研究速度选择性和表面主导相互作用机制。最后，使用图4(c)所示位置的光电探测器，探测来自参考池和超薄池的透射信号及荧光信号。如图4(d)所示，所有探测器信号均由数字示波器记录并在计算机上分析，从而能够同时采集和比较不同测量通道的透射信号与荧光信号。

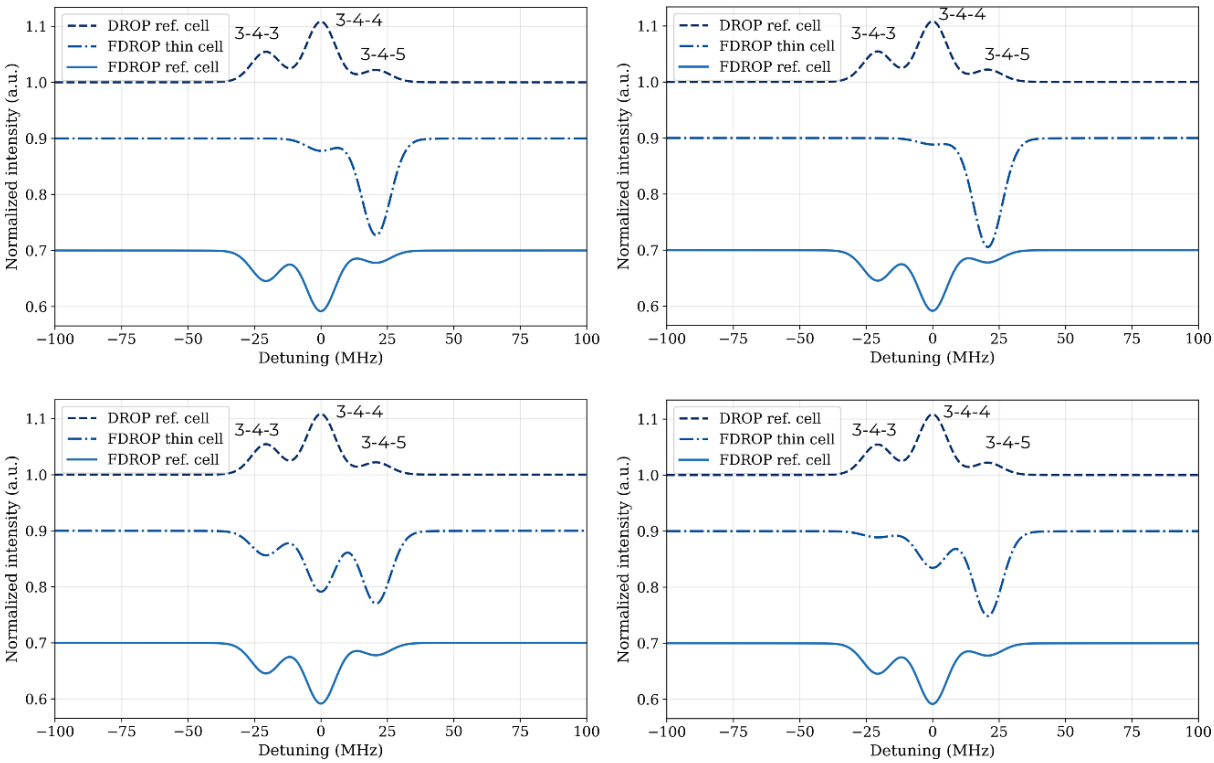

FIG. 5. 厚度相关的理论 FDROP 光谱及与参考池的比较 l

计算得到的不同蒸气池厚度下的理论 FDROP光谱，并与从参考池获得的 DROP光谱和 FDROP光谱进行比较。模拟分别采用探测光和耦合光拉比频率 $\Omega_p = 2\pi \times 4$ 兆赫和 $\Omega_c = 2\pi \times 20$ 兆赫。弛豫和衰减参数分别为 $\Gamma_{self} \approx 2\pi \times 1$ 兆赫、$\Gamma_{5P_{3/2}} = 2\pi \cdot 6.06$ 兆赫和 $\Gamma_{4D_{5/2}} = 2\pi \cdot 1.97$ 兆赫。通过唯象因子（a = b = c = 0.5）纳入壁面碰撞诱导的弛豫。

图5展示了采用自制超薄蒸气池获得的理论 FDROP 光谱，池厚范围为 500 nm 至 30 μm，并将其与参考池（7.5 cm）中测得的相应 DROP 和 FDROP 光谱进行比较。尽管循环跃迁 $|5P_{3/2}, F = 4 \rangle \rightarrow |4D_{5/2}, F = 5\rangle$ 的偶极跃迁强度最大（见附录），但模拟结果表明，在参考池中，主要贡献反而来自非循环跃迁 $|5S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 4\rangle \rightarrow |4D_{5/2}, F = 4\rangle$。这一行为源于两种主要机制。首先，从中间态进行的光抽运会将布居转移至未耦合基态能级 $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$，导致循环通道的布居耗尽，并增强中间态跃迁的贡献，表现为更强的 DROP 信号。其次，激发

$4D_{5/2}$流形较小的超精细分裂与宏观参考池中的强多普勒展宽相结合，使不同速度类别的原子能够同时满足非循环跃迁的共振条件。这种多普勒诱导重叠增加了非循环通道中的吸收，并进一步削弱了循环跃迁的有效强度。因此，尽管循环跃迁具有更大的内禀跃迁强度，它在参考池中的信号仍大幅减弱，而非循环跃迁则主导了观测到的 FDROP 光谱。相比之下，如图3所示，在超薄池状态下运行时，FDROP 信号几乎完全来自慢原子，其纵向速度因频繁的壁碰撞而受到严格限制。因此，一旦将激光频率调至循环跃迁，来自与非共振（非循环）跃迁相关的多普勒频移速度类别的吸收便会受到强烈抑制。在这些条件下，内禀跃迁强度成为决定观测信号的主导因素。此外，超薄池中相互作用时间的缩短显著抑制了中间态向非耦合基态能级的光抽运。因此，非活性态中的布居积累受到强烈抑制，进一步有利于循环跃迁。总之，这些效应使循环跃迁重新成为 FDROP 光谱中的主导跃迁，与宏观参考池中观察到的行为形成鲜明对比。

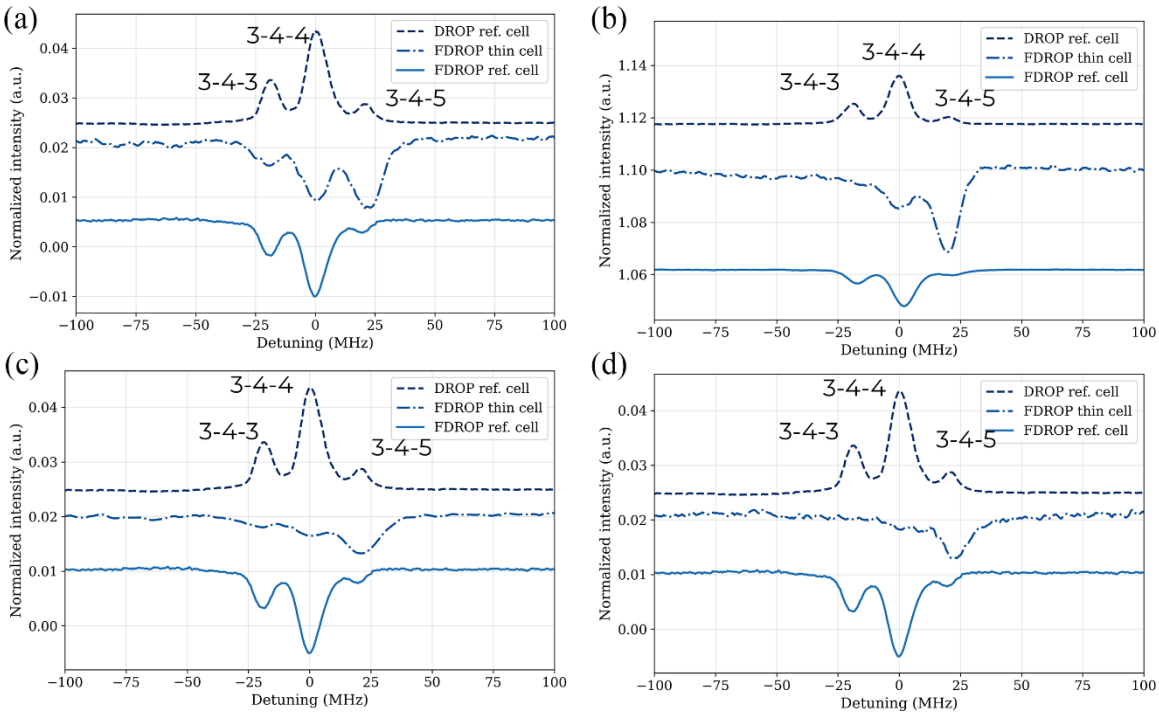

图 6. 实验 FDROP 光谱随蒸气池厚度的变化。测量不同蒸气池厚度下的实验 FDROP 光谱，并与通过参考池获得的相应 DROP 光谱和 FDROP 光谱进行比较。

图6展示了我们使用超薄蒸气池获得的实验结果，以及参考池的测量结果；实验结果与理论模型吻合良好。超薄池在120 °C下运行，对应的原子密度约为1×10^{13} cm^{-3}，在此条件下可安全地忽略自展宽效应[38]。测量时，探测光和耦合光束的功率均设为500 μW。相比之下，参考池保持在室温（25 °C），探测光和耦合光束的功率则与超薄池测量时相同。

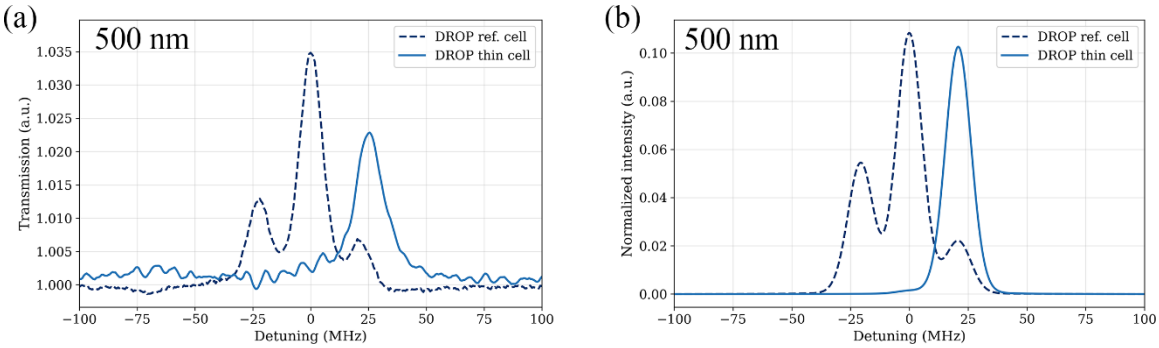

图7。从500纳米厚蒸气池获得的（a）实验DROP光谱和（b）理论DROP光谱，并与从参考池测得的相应DROP光谱进行比较。

图7展示了参考池和厚度为500 nm的池中获得的实验与理论DROP光谱。在测量和模拟光谱中，占主导地位的特征均对应于循环跃迁$|5P_{3/2}, F = 4 \rightarrow |4D_{5/2}, F = 5$，这与其较大的跃迁强度相符。结果清楚表明，在超薄池中，频繁的原子-壁碰撞会强烈抑制光抽运至未耦合基态$|5S_{1/2}, F = 2$。此外，附近非循环跃迁的激发也受到抑制，因为只有多普勒频移较小的慢原子才会对信号产生显著贡献。

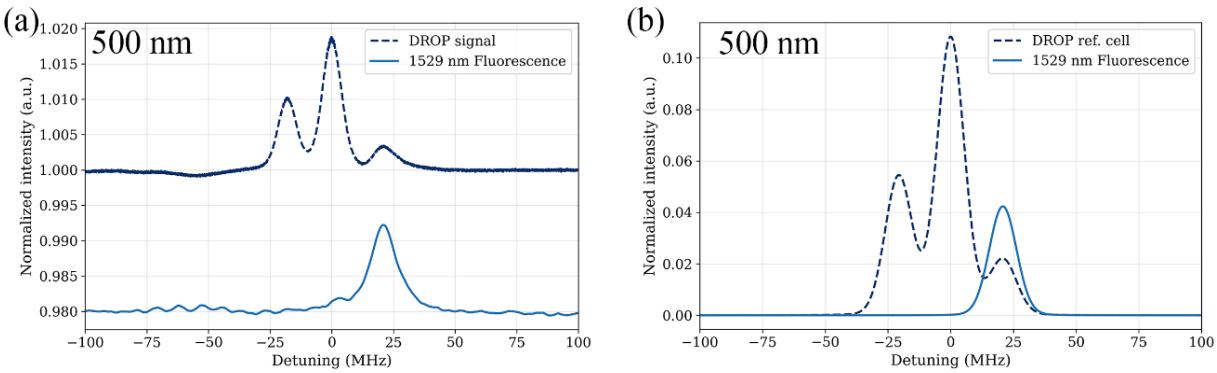

图8。 500纳米厚蒸气池的实验和理论DROP光谱从500纳米厚蒸气池获得的（a）实验OODR荧光光谱和（b）理论OODR荧光光谱，并与从参考池测得的相应DROP光谱进行比较。

图8展示了在500纳米厚的蒸气池中测得的1529纳米处实验和理论 OODR 荧光光谱。测量数据与理论模型高度吻合。荧光信号主要由循环跃迁主导，表明该跃迁是探测到的发射的主要来源。在超薄池状态下，原子频繁与池壁碰撞，有效抑制了光抽运至非耦合基态；同时，强烈的速度选择性滤波有利于选择多普勒频移极小的慢原子。因此，经由非循环跃迁或邻近跃迁的布居转移大幅减少，荧光主要来自闭合循环跃迁。这种行为

凸显了限域和池壁诱导的弛豫在增强光谱选择性并简化超薄蒸气池中有效原子动力学方面的关键作用。

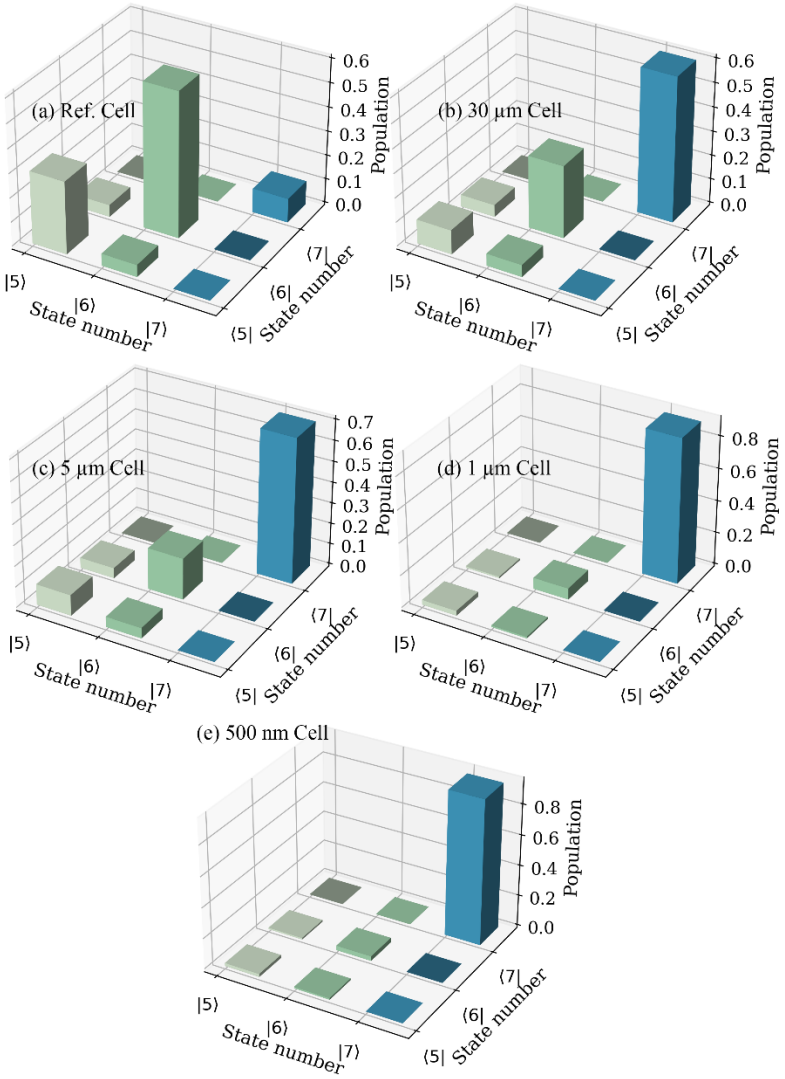

图 9。 密度矩阵重构随蒸气池厚度的变化。结合 DROP 和 FDROP 测量信息以及从激发态检测到的荧光，得到不同蒸气池厚度下的密度矩阵重构。

最后，如图 9 所示，我们结合此前所有实验和理论结果，重构了原子密度矩阵。图 9 清楚地表明，随着气室厚度减小，对应于 $|4D_{5/2}, F = 5\rangle$ 能级的 $|7\rangle$ 态布居系统性增加。特别是，当气室厚度为 500 nm 时，$|7\rangle$ 态成为布居占主导的能级，表明系统动力学主要由循环跃迁支配。相比之下，在参考池中，布居最高的

布居最高的态 | 6⟩，对应于 $|4D_{5/2}, F = 4\rangle$ 跃迁。这一对比凸显了空间限制对激发态之间布居重新分布的深远影响：在超薄池中，增强的壁碰撞诱导弛豫和速度选择性使循环跃迁优于相互竞争的非循环通道。

结论

在本研究中，我们对限域于厚度低至 500 nm 的超薄池中的铷蒸气开展了全面的 DROP 和 FDROP 光谱学实验与理论研究，并将结果与传统宏观参考池中的测量结果进行了比较。通过结合透射、DROP、FDROP 和荧光测量与密度矩阵模型，我们展示了极端空间限制如何从根本上改变原子动力学及其产生的光谱响应。在超薄池状态下，频繁的原子-壁碰撞及相关弛豫过程会产生强烈的速度选择性滤波，只有多普勒频移较小的慢原子才能对信号产生显著贡献。因此，有效多普勒展宽受到强烈抑制，向非耦合基态的光抽运降至最低，向邻近非循环跃迁的布居泄漏也在很大程度上受到抑制。

在这些条件下，光谱学主要由闭合循环跃迁 $|5P_{3/2}, F = 4 \rightarrow |4D_{5/2}, F = 5$主导，这与宏观参考池中观察到的行为形成鲜明对比；在宏观参考池中，多普勒展宽和光抽运会促使原子沿非循环路径跃迁。DROP 和 FDROP 光谱以及 1529纳米荧光测量结果，与我们的理论模型在所有研究的气室厚度下均高度吻合。对原子密度矩阵的重建进一步揭示，随着气室厚度减小，激发态布居发生了明显的重新分布；在 500 nm 气室中，$|4D_{5/2}, F = 5$能级的布居占据主导地位，而参考池中仍以 $|4D_{5/2}, F = 4$能级为主。

这些观测为从宏观蒸气池中的多普勒主导动力学向碰撞与限制主导动力学的转变提供了直接证据

在超薄池中。与宏观蒸气池中传统的激发态光谱学不同，在后者中，多普勒展宽和光抽运会损害循环跃迁；我们的结果表明，超薄限域颠倒了这一格局，并在电信波长下恢复了闭合的有效二能级原子响应。总之，这项工作确立了 DROP 光谱学和 FDROP 光谱学作为探测和控制强限域热蒸气中原子布居的有力工具。研究所展示的多普勒效应和光抽运效应抑制，以及对循环跃迁增强的选择性，为实现简化的有效二能级系统、紧凑型近红外光源，以及基于超薄碱金属蒸气池的精密量子光学平台开辟了新的机遇。

参考文献

1. Gabbanini, C., Fioretti, A., Lucchesini, A., Gozzini, S. & Mazzoni, M. 在磁光阱中形成的冷铯分子。*Phys. Rev. Lett.* **84**, 2814–2817 (2000). 2. Sinclair, A. G., McDonald, B. D., Riis, E. & Duxbury, G. 激光冷却铷原子的双共振光谱学。《光学通讯》 **106**, 207–212 (1994). 3. Knappe, S. 等 基于^87Rb、频率稳定度更高的芯片级原子钟。《光学快报》 **13**, 1249 (2005). 4. Wyllie, R., Kauer, M., Smetana, G. S., Wakai, R. T. & Walker, T. G. 利用模块化自旋交换弛豫无原子磁力计阵列进行磁心动描记术。《医学与生物学物理学》 **57**, 2619–2632 (2012). 5. Monsa, S., Chasid, Y., Shuldiner, M., Sternklar, S. & Talker, E. 真空压缩增强的微米尺度蒸气池磁力计。http://arxiv.org/abs/2507.07672 (2025). 6. Orr, G. & Roth, M. 一种安全且可靠的点焊方法，用于高温测量中的铂热电偶丝和箔。《科学仪器评论》 **83**, (2012). 7. Schulte, M., Lisdat, C., Schmidt, P. O., Sterr, U. & Hammerer, K. 压缩增强型光学原子钟的前景与挑战。《自然·通讯》 **11**, 5955 (2020). 8. Weedbrook, C. 等 高斯量子信息。《现代物理评论》 **84**, 621–669 (2012).

9. Pirandola, S., Bardhan, B. R., Gehring, T., Weedbrook, C. & Lloyd, S. 光子量子传感的进展。*Nat. Photonics* **12**, 724–733 (2018). 10. Andersen, U. L., Neergaard-Nielsen, J. S., van Loock, P. & Furusawa, A. 混合离散变量与连续变量量子信息。*Nat. Phys.* **11**, 713–719 (2015).11. Xu, C. 等 量子压缩提升的传感与追踪。*Photonics Re*

s.

7，A14（2019）。12. Tse, M. 等 引力波天文学时代的量子增强型高级激光干涉引力波天文台探测器。*Phys. Rev. Lett.* **123**，231107（2019）。13. Grace, M. R., Gagatsos, C. N., Zhuang, Q. & Guha, S. 利用正交分量压缩和连续变量纠缠的量子增强型光纤陀螺仪。*Phys. Rev. Appl.* **14**，34065（2020）。14. Wasilewski, W. 等 量子噪声极限与纠缠辅助磁力测量。*Phys. Rev. Lett.* **104**，133601（2010）。15. Horrom, T., Novikova, I. & Mikhailov, E. E. 具有完整脉冲形状控制的全原子压缩真空源。《物理学杂志*B*：原子、分子与光学物理》 **45**，124015（2012）。16. Polzik, E. S., Carri, J. & Kimble, H. J. 利用压缩光进行光谱学研究。*Phys. Rev. Lett.* **68**，3020–3023（1992）。17. Andersen, U. L., Gehring, T., Marquardt, C. & Leuchs, G. 压缩光产生的30年发展。*Phys. Scr.* **91**，053001（2016）。18. Moon, H. S., Lee, W. K., Lee, L. & Kim, J. B. 双共振光学抽运光谱及其在激光二极管频率稳定中的应用。*Appl. Phys. Lett.* **85**，3965–3967（2004）。19. Moon, H. S., Lee, L. & Kim, J. B. Rb原子的双共振光学抽运

s.

美国光学学会*B*辑期刊 **24**, 2157 (2007). 20. Noh, H. R. & Moon, H. S. 双共振光学抽运线型的计算。物理评论*A* **80**, 1–5 (2009). 21. Talker, E., Stern, L., Naiman, A., Barash, Y. & Levy, U. 荧光双共振光抽运光谱及其在频率稳定中的应用

n

在毫米尺度蒸气池中。《J. Phys. Commun.》1，055016（2017）。22. Bloch, D. 对“介电表面附近小于 λ= 8处的气相原子光学响应”的评论。《Phys. Rev. Lett.》114，049301（2015）。23. Peyrot, T.《style id='10'>等。通过楔形纳米池中的透射光谱测量原子-表面范德华相互作用。《Phys. Rev. A (Coll Park.)》100，022503（2019）。

0

24. Whittaker, K. A. 等。距介电表面小于 λ/80 处的气相原子光学响应。《Phys. Rev. Lett.》112，（2014）。25. Keaveney, J. 等。纳米厚度原子蒸气层中的协同兰姆位移。《Phys. Rev. Lett.》108，173601（2012）。26. Cutler, T. F. 等。纳米结构碱金属蒸气池。《Phys. Rev. Appl.》14，034054（2020）。27. Peyrot, T. 等。介观区域中原子蒸气的光学透射。《Phys. Rev. Lett.》122，113401（2019）。28. Zambon, B. & Nienhuis, G. 薄蒸气层对光的反射与透射。ELSEVIER《光学通讯》第143卷（1997）。29. Sarkisyan, D.、Varzhapetyan, T.、Papoyan, A.、Bloch, D. & Ducloy, M. 原子亚微米池中的吸收与荧光：高激光强度情形。载于（编者：Bagayev, S. N. 等）625701-625701–5（国际光学工程学会，2006）。doi:10.1117/12.677912。30. Ai, B.、Glassner, D. S.、Knize, R. J. & Partanen, J. P. 薄原子蒸气作为非线性光学介质。《Appl. Phys. Lett.》64，951–953（1994）。31. Keaveney, J. 限域于纳米尺度蒸气池中的高密度热铷蒸气的协同相互作用。（2013）。32. Hamdi, I. 等。纳米级气体池：使用纳米级气体池进行激光光谱学：原子-表面相互作用与限域下碰撞的距离依赖性。doi:https://doi.org/10.48550/arXiv.physics/0511104。33. Sandoghdar, V.、Sukenik, C. I.、Hinds, E. A. & Haroche, S. 微米尺寸腔体中原子与其镜像之间范德华相互作用的直接测量。《Phys. Rev. Lett.》68，3432–3435（1992）。34. Talker, E.、Zektzer, R.、Barash, Y.、Mazurski, N. & Levy, U. 利用可扩展的微米及亚微米蒸气池进行原子光谱学与激光频率稳定。《真空科学与技术杂志 B》，纳米技术与微电子学：材料、加工、测量与现象38，（2020）。35. Daly, M.、Truong, V. G.、Phelan, C. F.、Deasy, K. & Nic Chormaic, S. 用于原子俘获的纳米结构光学纳米光纤。《New J. Phys.》16，053052（2014）。36. Patterson, B. D.、Solano, P.、Julienne, P. S.、Orozco, L. A. & Rolston, S. L. 光学纳米光纤范德华势中原子的光谱不对称性。《Phys. Rev. A (Coll Park.)》97，032509（2018）。

37. Steck, D. 铷-85 D线数据。 *Physics*（*College Park*，马里兰州）。 31 (2001) doi:10.1029/JB075i002p00463.

38. Weller, L., Bettles, R. J., Siddons, P., Adams, C. S. & Hughes, I. G. 铷 D_1 线上的绝对吸收，包括共振偶极–偶极相互作用。《物理学杂志*B*：原子、分子与光学物理》 **44,** 195006 (2011).

补充信息

在受限碱金属蒸气中构建近红外双能级系统

Gilad Orr[1], Golan Ben-Ari[2], Eliran Talker[2]1阿里埃勒大学物理系，以色列阿里埃勒 40700[2]阿里埃勒大学电气工程系，以色列阿里埃勒 40700 *通讯作者：elirant@ariel.ac.il

S1）林德布拉德主方程

我们的七能级系统的主方程可描述为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar}[\mathcal{H}, \rho] + G\rho$$

这里 $H = H_0 + V$，其中 H_0 是未受扰动的哈密顿量，且等于

$$\mathcal{H}_0 = \begin{pmatrix} -\omega_{HFS} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \Delta_p - \delta_1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \Delta_p & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \Delta_p + \Delta_c + (\delta_2 + \delta_3) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \Delta_p + \Delta_c + \delta_3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \Delta_p + \Delta_c \end{pmatrix}$$

Δ_p、Δ_c 分别是探测光束和共轭光束的失谐，δ_i 是相邻能级之间的能级间距。
相互作用势可表示为

$$V = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \Omega_p & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Omega_p & 0 & 0 & \Omega_c^{45} & \Omega_c^{46} & \Omega_c^{47} \\ 0 & 0 & 0 & \Omega_c^{45} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \Omega_c^{46} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \Omega_c^{47} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

其中 $\Omega_c^{ij} = (\Omega_c^{ij})^*$ 和 $\Omega_p = \Omega_p^*$。刘维尔方程中的弛豫矩阵 G 为：

$$G=\begin{pmatrix}\Gamma_{12} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0\\ 0 & \Gamma_{12} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0\\ 0 & 0 & \gamma_3+b\Gamma_L & 0 & 0 & 0 & 0\\ 0 & 0 & 0 & \gamma_4+b\Gamma_L & 0 & 0 & 0\\ 0 & 0 & 0 & 0 & \gamma_5+c\Gamma_L & 0 & 0\\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \gamma_6+c\Gamma_L & 0\\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \gamma_7+c\Gamma_L\end{pmatrix}$$

布居和相干项的运动方程为

$$\dot{\rho_{11}}=-\Gamma_{12}\rho_{11}+\gamma_3\rho_{33}+\Gamma_{12}\rho_{22}$$

$$\dot{\rho_{12}}=-\Gamma_{12}\rho_{12}-i\left(\omega_{HFS}\rho_{12}+\Omega_p\rho_{14}\right)$$

$$\dot{\rho_{13}}=-\frac{1}{2}\rho_{13}\cdot\left(\Gamma_{12}+\gamma_3-2i\left(\delta1-\Delta_p-\omega_{HFS}\right)\right)$$

$$\dot{\rho_{14}}=\frac{1}{2}\Big(-\Gamma_{12}\rho_{14}-\gamma_4\rho_{14}-2i\left(\Delta_p\rho_{14}+\rho_{15}\Omega_c^{45}+\rho_{16}\Omega_c^{46}+\rho17\Omega_c^{47}+\rho14\omega_{HFS}+\rho_{12}\Omega_p\right)\Big)$$

$$\dot{\rho_{15}}=\frac{1}{2}\Big(-\Gamma_{12}\rho_{15}-\gamma_5\rho_{15}-2i\left(\delta_2\rho_{15}+\delta_3\rho_{15}+\Delta_c\rho_{15}+\Delta_p\rho_{15}+\rho_{14}\Omega_c^{45}+\rho_{15}\omega_{HFS}\right)\Big)$$

$$\dot{\rho_{16}}=\frac{1}{2}\left(-\Gamma_{12}\rho_{16}-\gamma_6\rho_{16}-2i\left(\delta_3\rho_{16}+\Delta_c\rho_{16}+\Delta_p\rho_{16}+\rho_{14}\Omega_c^{46}+\rho_{16}\omega_{HFS}\right)\right)$$

$$\dot{\rho_{17}}=\frac{1}{2}\left(-\Gamma_{12}\rho_{17}-\gamma_7\rho_{17}-2i\left(\Delta_c\rho_{17}+\Delta_p\rho_{17}+\rho_{14}\Omega_c^{47}+\rho_{17}\omega_{HFS}\right)\right)$$

$$\dot{\rho_{21}}=-\Gamma_{12}\rho_{21}+i\left(\rho_{21}\omega_{HFS}+\rho_{41}\Omega_p\right)$$

$$\dot{\rho_{22}}=-\Gamma_{12}\rho_{22}-i(\rho_{24}-\rho_{42})\Omega_p+\gamma_3\rho_{33}+\gamma_4\rho_{44}+\Gamma_{12}\rho_{11}$$

$$\dot{\rho_{23}}=-\frac{1}{2}(\Gamma_{12}+\gamma_3)\rho_{23}+i\left(\delta_1-\Delta_p\right)\rho_{23}+i\rho_{43}\Omega_p$$

$$\dot{\rho_{24}}=\frac{1}{2}\left(-\left(\Gamma_{12}+\gamma_4+2i\Delta_p\right)\rho_{24}-2i\left(\rho_{25}\Omega_c^{45}+\rho_{26}\Omega_c^{46}+\rho_{27}\Omega_c^{47}+\Omega_p(\rho_{22}-\rho_{44})\right)\right)$$

$$\dot{\rho_{25}}=-\frac{1}{2}(\Gamma_{12}+\gamma_5)\rho_{25}-i\left(\delta_2+\delta_3+\Delta_c+\Delta_p\right)\rho_{25}-i\rho_{24}\Omega_c^{45}+i\rho_{45}\Omega_p$$

$$\dot{\rho_{26}}=-\frac{1}{2}(\Gamma_{12}+\gamma_6)\rho_{26}-i\left(\delta_3+\Delta_c+\Delta_p\right)\rho_{26}-i\rho_{24}\Omega_c^{46}+i\rho_{46}\Omega_p$$

$$\dot{\rho_{27}}=\frac{1}{2}\left(-\Gamma_{12}\rho_{27}-\gamma_7\rho_{27}-2i\left(\Delta_c\rho_{27}+\Delta_p\rho_{27}+\rho_{24}\Omega_c^{47}-\rho_{47}\Omega_p\right)\right)$$

$$\dot{\rho_{31}} = -\frac{1}{2}\rho_{31}\left(\Gamma_{12} + \gamma_3 + 2\mathrm{i}\left(\delta_1 - \Delta_\mathrm{p} - \omega_\mathrm{HFS}\right)\right)$$

$$\dot{\rho_{32}} = -\frac{1}{2}(\Gamma_{12} + \gamma_3)\rho_{32} + \mathrm{i}\left(-\delta_1 + \Delta_\mathrm{p}\right)\rho_{32} - \mathrm{i}\rho_{34}\Omega_\mathrm{p}$$

$$\dot{\rho_{33}} = -\gamma_3\rho_{33} + \gamma_5\rho_{55} + \gamma_6\rho_{66}$$

$$\dot{\rho_{34}} = \frac{1}{2}\left(-\gamma_3\rho_{34} - \gamma_4\rho_{34} - 2\mathrm{i}\left(\delta_1\rho_{34} + \rho_{35}\Omega_\mathrm{c}^{45} + \rho_{36}\Omega_\mathrm{c}^{46} + \rho_{37}\Omega_\mathrm{c}^{47} + \rho_{32}\Omega_\mathrm{p}\right)\right)$$

$$\dot{\rho_{35}} = -\frac{1}{2}(\gamma_3 + \gamma_5)\rho_{35} - \mathrm{i}(\delta_1 + \delta_2 + \delta_3 + \Delta_\mathrm{c})\rho_{35} - \mathrm{i}\rho_{34}\Omega_\mathrm{c}^{45}$$

$$\dot{\rho_{36}} = -\frac{1}{2}(\gamma_3 + \gamma_6)\rho_{36} - \mathrm{i}(\delta_1 + \delta_3 + \Delta_\mathrm{c})\rho_{36} - \mathrm{i}\rho_{34}\Omega_\mathrm{c}^{46}$$

$$\dot{\rho_{37}} = \frac{1}{2}\left(-\gamma_3\rho_{37} - \gamma_7\rho_{37} - 2\mathrm{i}(\delta_1\rho_{37} + \Delta_\mathrm{c}\rho_{37} + \rho_{34}\Omega_\mathrm{c}^{47})\right)$$

$$\dot{\rho_{41}} = \frac{1}{2}\Big(-\Gamma_{12}\rho_{41} - \gamma_4\rho_{41} + 2\mathrm{i}\left(\Delta_\mathrm{p}\rho_{41} + \rho_{51}\Omega_\mathrm{c}^{45} + \rho_{61}\Omega_\mathrm{c}^{46} + \rho_{71}\Omega_\mathrm{c}^{47} + \rho_{41}\omega_\mathrm{HFS} + \rho_{21}\Omega_\mathrm{p}\right)\Big)$$

$$\dot{\rho_{42}} = \frac{1}{2}\Big(-\Gamma_{12}\rho_{42} - \gamma_4\rho_{42} + 2\mathrm{i}\left(\Delta_\mathrm{p}\rho_{42} + \rho_{52}\Omega_\mathrm{c}^{45} + \rho_{62}\Omega_\mathrm{c}^{46} + \rho_{72}\Omega_\mathrm{c}^{47} + \rho_{22}\Omega_\mathrm{p} - \rho_{44}\Omega_\mathrm{p}\right)\Big)$$

$$\rho_{43} = \frac{1}{2}\left(-\gamma_3\rho_{43} - \gamma_4\rho_{43} + 2\mathrm{i}\left(\delta_1\rho_{43} + \rho_{53}\Omega_\mathrm{c}^{45} + \rho_{63}\Omega_\mathrm{c}^{46} + \rho_{73}\Omega_\mathrm{c}^{47} + \rho_{23}\Omega_\mathrm{p}\right)\right)$$

$$\dot{\rho_{44}} = \mathrm{i}\left((\rho_{54} - \rho_{45})\Omega_\mathrm{c}^{45} + \Omega_\mathrm{c}^{46}(\rho_{64} - \rho_{46}) + \Omega_\mathrm{c}^{47}(\rho_{74} - \rho_{47}) + \Omega_\mathrm{p}(\rho_{24} - \rho_{42})\right) + \gamma_5\rho_{55} + \gamma_6\rho_{66} - \gamma_4\rho_{44}$$

$$\dot{\rho_{45}} = -\frac{1}{2}(\gamma_4 + \gamma_5)\rho_{45} - \mathrm{i}(\delta_2 + \delta_3 + \Delta_\mathrm{c})\rho_{45} - \mathrm{i}\rho_{44}\Omega_\mathrm{c}^{45} + \mathrm{i}\rho_{55}\Omega_\mathrm{c}^{45} + \mathrm{i}\rho_{65}\Omega_\mathrm{c}^{46} + \mathrm{i}\rho_{75}\Omega_\mathrm{c}^{47} + \mathrm{i}\rho_{25}\Omega_\mathrm{p}$$

$$\dot{\rho_{46}} = \frac{1}{2}\Big(-\gamma_4\rho_{46} - \gamma_6\rho_{46} - 2\mathrm{i}\left(\delta_3\rho_{46} + \Delta_\mathrm{c}\rho_{46} - \rho_{56}\Omega_\mathrm{c}^{45} + \rho_{44}\Omega_\mathrm{c}^{46} - \rho_{66}\Omega_\mathrm{c}^{46} - \rho_{76}\Omega_\mathrm{c}^{47} - \rho_{26}\Omega_\mathrm{p}\right)\Big)$$

$$\dot{\rho_{47}} = \frac{1}{2}\Big(-\gamma_4\rho_{47} - \gamma_7\rho_{47} - 2\mathrm{i}\left(\Delta_\mathrm{c}\rho_{47} - \rho_{57}\Omega_\mathrm{c}^{45} - \rho_{67}\Omega_\mathrm{c}^{46} + \rho_{44}\Omega_\mathrm{c}^{47} - \rho_{77}\Omega_\mathrm{c}^{47} - \rho_{27}\Omega_\mathrm{p}\right)\Big)$$

$$\dot{\rho_{51}} = -\frac{1}{2}(\Gamma_{12} + \gamma_5)\rho_{51} + \mathrm{i}\rho_{41}\Omega_\mathrm{c}^{45} + \mathrm{i}\rho_{51}(\delta_2 + \delta_3 + \Delta_\mathrm{c} + \Delta_\mathrm{p} + \omega_\mathrm{HFS})$$

$$\dot{\rho_{52}} = -\frac{1}{2}(\Gamma_{12} + \gamma_5)\rho_{52} + \mathrm{i}\big(\delta_2 + \delta_3 + \Delta_\mathrm{c} + \Delta_\mathrm{p}\big)\rho_{52} + \mathrm{i}\rho_{42}\Omega_\mathrm{c}^{45} - \mathrm{i}\rho_{54}\Omega_\mathrm{p}$$

$$\dot{\rho_{53}} = -\frac{1}{2}(\gamma_3 + \gamma_5)\rho_{53} + \mathrm{i}(\delta_1 + \delta_2 + \delta_3 + \Delta_\mathrm{c})\rho_{53} + \mathrm{i}\rho_{43}\Omega_\mathrm{c}^{45}$$

$$\begin{aligned}\dot{\rho_{54}} = -\frac{1}{2}(\gamma_4 + \gamma_5)\rho_{54} \\ + \mathrm{i}\big(\delta_2\rho_{54} + \delta_3\rho_{54} + \Delta_\mathrm{c}\rho_{54} + \rho_{44}\Omega_\mathrm{c}^{45} - \rho_{55}\Omega_\mathrm{c}^{45} - \rho_{56}\Omega_\mathrm{c}^{46} - \rho_{57}\Omega_\mathrm{c}^{47} \\ - \rho_{52}\Omega_\mathrm{p}\big)\end{aligned}$$

$$\dot{\rho_{55}} = -\gamma_5\rho_{55} + \mathrm{i}(\rho_{45} - \rho_{54})\Omega_\mathrm{c}^{45}$$

$$\dot{\rho_{56}} = \frac{1}{2}\big(-\gamma_5\rho_{56} - \gamma_6\rho_{56} + 2\mathrm{i}(\delta_2\rho_{56} + \rho_{46}\Omega_\mathrm{c}^{45} - \rho_{54}\Omega_\mathrm{c}^{46})\big)$$

$$\dot{\rho_{57}} = -\frac{1}{2}(\gamma_5 + \gamma_7)\rho_{57} + \mathrm{i}(\delta_2 + \delta_3)\rho_{57} + \mathrm{i}\rho_{47}\Omega_\mathrm{c}^{45} - \mathrm{i}\rho_{54}\Omega_\mathrm{c}^{47}$$

$$\dot{\rho_{61}} = -\frac{1}{2}(\Gamma_{12} + \gamma_6)\rho_{61} + \mathrm{i}\rho_{41}\Omega_\mathrm{c}^{46} + \mathrm{i}\rho_{61}(\delta_3 + \Delta_\mathrm{c} + \Delta_\mathrm{p} + \omega_\mathrm{HFS})$$

$$\dot{\rho_{62}} = -\frac{1}{2}(\Gamma_{12} + \gamma_6)\rho_{62} + \mathrm{i}\big(\delta_3 + \Delta_\mathrm{c} + \Delta_\mathrm{p}\big)\rho_{62} + \mathrm{i}\rho_{42}\Omega_\mathrm{c}^{46} - \mathrm{i}\rho_{64}\Omega_\mathrm{p}$$

$$\dot{\rho_{63}} = -\frac{1}{2}(\gamma_3 + \gamma_6)\rho_{63} + \mathrm{i}(\delta_1 + \delta_3 + \Delta_\mathrm{c})\rho_{63} + \mathrm{i}\rho_{43}\Omega_\mathrm{c}^{46}$$

$$\begin{aligned}\dot{\rho_{64}} = -\frac{1}{2}(\gamma_4 + \gamma_6)\rho_{64} \\ + \mathrm{i}\big(\delta_3\rho_{64} + \Delta_\mathrm{c}\rho_{64} - \rho_{65}\Omega_\mathrm{c}^{45} + \rho_{44}\Omega_\mathrm{c}^{46} - \rho_{66}\Omega_\mathrm{c}^{46} - \rho_{67}\Omega_\mathrm{c}^{47} - \rho_{62}\Omega_\mathrm{p}\big)\end{aligned}$$

$$\dot{\rho_{65}} = \frac{1}{2}\big(-\gamma_5\rho_{65} - \gamma_6\rho_{65} - 2\mathrm{i}(\delta_2\rho_{65} + \rho_{64}\Omega_\mathrm{c}^{45} - \rho_{45}\Omega_\mathrm{c}^{46})\big)$$

$$\dot{\rho_{66}} = -\gamma_6\rho_{66} + \mathrm{i}(\rho_{46} - \rho_{64})\Omega_\mathrm{c}^{46}$$

$$\dot{\rho_{67}} = \frac{1}{2}\big(-\gamma_6\rho_{67} - \gamma_7\rho_{67} + 2\mathrm{i}(\delta_3\rho_{67} + \rho_{47}\Omega_\mathrm{c}^{46} - \rho_{64}\Omega_\mathrm{c}^{47})\big)$$

$$\dot{\rho_{71}} = -\frac{1}{2}(\Gamma_{12} + \gamma_7)\rho_{71} + \mathrm{i}\rho_{41}\Omega_c^{47} + \mathrm{i}\rho_{71}\big(\Delta_c + \Delta_p + \omega_{HFS}\big)$$

$$\dot{\rho_{72}} = -\frac{1}{2}(\Gamma_{12} + \gamma_7)\rho_{72} + \mathrm{i}\big(\Delta_c + \Delta_p\big)\rho_{72} + \mathrm{i}\rho_{42}\Omega_c^{47} - \mathrm{i}\rho_{74}\Omega_p$$

$$\dot{\rho_{73}} = -\frac{1}{2}(\gamma_3 + \gamma_7)\rho_{73} + \mathrm{i}(\delta_1 + \Delta_c)\rho_{73} + \mathrm{i}\rho_{43}\Omega_c^{47}$$

$$\dot{\rho_{74}} = \frac{1}{2}\Big(-\gamma_4\rho_{74} - \gamma_7\rho_{74} + 2\mathrm{i}\big(\Delta_c\rho_{74} - \rho_{75}\Omega_c^{45} - \rho_{76}\Omega_c^{46} + \rho_{44}\Omega_c^{47} - \rho_{77}\Omega_c^{47} - \rho_{72}\Omega_p\big)\Big)$$

$$\dot{\rho_{75}} = \frac{1}{2}\big(-\gamma_5\rho_{75} - \gamma_7\rho_{75} - 2\mathrm{i}(\delta_2\rho_{75} + \delta_3\rho_{75} + \rho_{74}\Omega_c^{45} - \rho_{45}\Omega_c^{47})\big)$$

$$\dot{\rho_{76}} = \frac{1}{2}\big(-\gamma_6\rho_{76} - \gamma_7\rho_{76} - 2\mathrm{i}(\delta_3\rho_{76} + \rho_{74}\Omega_c^{46} - \rho_{46}\Omega_c^{47})\big)$$

$$\dot{\rho_{77}} = -\gamma_7\rho_{77} + \mathrm{i}(\rho_{47} - \rho_{74})\Omega_c^{47}$$

其中，γ_i 是能级$|i\rangle$的自发衰减，Ω_c^{ij} 是能级$|i\rangle \to |j\rangle$之间的耦合拉比频率，Ω_p^{ij} 是能级$|i\rangle \to |j\rangle$之间的耦合拉比频率，$\Gamma_{ij} = \frac{\gamma_i+\gamma_j}{2}$ DROP信号与探测光束的吸收成正比，表达式为

$$\mathrm{DROP} = \int_0^\infty Im[\rho_{24}(v)]dz \int_{-\infty}^\infty W(v)\,dv$$

其中，$W(v)$是薄池中的玻尔兹曼速度分布。由$4D_{5/2}$ 流形发出的荧光为

$$\mathrm{Fluorescence} = \sum_{i=5}^{7}\int_0^\infty \rho_{ii}dz \int_{-\infty}^\infty W(v)\,dv$$

其中，对布居密度矩阵元（ρ_{ii}、 $i \in 5$、6、7）求和。最后，与探测光束诱导的荧光相对应的FDROP信号计算如下:

$$\mathrm{FDROP} = \sum_{i=3}^{5}\int_0^\infty \rho_{ii}dz \int_{-\infty}^\infty W(v)dv$$

其中求和包括相关的中间态和激发态。玻尔兹曼速度分布等于 $W(v) = (1/u\sqrt{\pi})$ $\exp(-v^2/u^2)$，其中 u 是最概然速率 $u = \sqrt{2k_BT/m}$，m 是原子的质量，T 是它们的绝对温度。

S2）系数强度因子

跃迁强度因子 $S_{FF'}$ [1] 对于$5P_{3/2} \rightarrow 4D_{5/2}$ 跃迁

$$S_{FF'} = (2F'+1)(2J+1)\begin{Bmatrix} J & J' & 1 \\ F' & F & I \end{Bmatrix}^2$$

F	F'	$S_{FF'}$
4	3	0.02
4	4	0.16
4	5	0.82

S3) 多通道超薄铷蒸气池的微加工

该蒸气池由两片通过阳极键合连接的玻璃基底制成。第一片基底为直径 50.8 mm、厚 1.3 mm 的 Borofloat 33 玻璃晶圆，经图案化以定义池体几何结构。通过等离子体增强化学气相沉积（PECVD）沉积一层 250 nm 厚的非晶硅（a-Si），并使用直接激光写入光刻进行图案化。随后通过反应离子刻蚀（RIE）刻蚀 a-Si，并在 HF:H2O（1:10）中对露出的玻璃进行湿法刻蚀，刻蚀速率为 ~6μm/h。去除光刻胶和 a-Si 后，重复这一工艺三次，形成三个厚度分别为 8 μm、5 μm 和 0.5 μm 的通道。最终结构由三条长 40 mm、宽 1 mm 的通道组成，通道彼此呈 120° 排布，并在一个公共交叉点相交。为实现阳极键合，再沉积一层 250 nm 厚的 a-Si，并使用 PECVD 二氧化硅硬掩模进行图案化，以确保键合区域位于通道之外。同时，通过钻出一个直径 4 mm 的通孔、将基底减薄至 ~2 mm 并连接一根玻璃灌注管，制备第二片玻璃基底。其表面经过抛光，粗糙度低于 1.2 nm。使用石墨中间层，在 350 °C、700 V 条件下对两片基底进行阳极键合，持续 40 min。键合后，在涡轮泵抽真空条件下烘烤该池 48 h，使压力达到 10^{-7}–10^{-8} 托。随后，将氯化铷（RbCl）与钙反应生成的铷蒸气冷凝，引入一滴天然铷，之后将池密封。更多信息请参阅 [2]

[1] D. Steck, 《铷-85 D线数据》, Physics（College Park, 马里兰州）31（2001）。

[2] E. Talker、R. Zektzer、Y. Barash、N. Mazurski 和 U. Levy，《利用可扩展的微米及亚微米蒸气池进行原子光谱学与激光频率稳定》，《真空科学与技术杂志 B》，纳米技术与微电子学：材料、加工、测量与现象 **38**，（2020）。