arXiv:2601.04661v1 [physics.atom-ph] 8 Jan 2026

光学纳米池中铯 $6S_{1/2} \rightarrow 7P_{3/2}$ 跃迁的范德华相互作用特性

Armen Sargsyan、Anahit Gogyan，* 和 David Sarkisyan亚美尼亚国家科学院物理研究所，亚美尼亚阿什塔拉克 *0204*（日期：2026年1月9日）

我们首次实验研究了介电表面对蒸气池中铯原子 $6S_{1/2} \rightarrow 7P_{3/2}$ （D_2）跃迁透射光谱的影响，蒸气池厚度为 50–250 nm。测量使用自制光学纳米池进行，该纳米池内充有原子铯，蓝宝石窗片内表面之间形成楔形间隙。当原子–表面距离小于约 300 nm 时，由于原子与介电表面之间的范德华（vdW）相互作用，观测到原子跃迁频率显著红移。在高蒸气压下，铯原子间相互作用还会产生额外红移，其测得贡献为 15 兆赫/托；要正确确定范德华系数 C_3，必须将其考虑在内。通过记录不同厚度纳米池的透射光谱，我们首次确定了铯 $6S_{1/2} \rightarrow 7P_{3/2}$ 跃迁的范德华系数，得到的数值范围为 $C_3 \sim 2-20$ 千赫 μ米^3。这些结果对原子–表面相互作用的基础研究具有意义，也与基于原子蒸气的微型传感器开发相关，尤其适用于利用蓝色光谱区原子跃迁的紧凑型频率基准。

I. 引言

铯和铷原子蒸气一直广泛应用于基础研究，以及涉及光学和磁光过程的实际应用 [1–5]。这种广泛应用主要源于近红外光谱范围（700–900 nm）内存在强原子跃迁，而该范围内稳定且成熟的激光光源易于获得。此外，将这些元素制备成限制在厘米级厚度光谱池中的蒸气柱，在技术上十分简单。即使在室温下，原子蒸气密度也可达到 $\sim 10^{10}$cm^{-3}，从而便于可靠地记录吸收和荧光光谱。Ref. [6] 对采用微米厚蒸气池的传感器装置进行了全面综述。

在实际应用中，进一步缩小光谱池的尺寸备受期待。然而，随着池体尺寸减小，原子与池窗之间的平均距离也随之缩短，原子-表面相互作用开始发挥重要作用。早期对这些效应的研究，基于对与原子蒸气接触的玻璃池窗内表面激光辐射选择性反射（SR）线形的分析 [7]。最初认为，SR 信号来自位于距表面特征距离 $L_{\mathrm{SR}} \sim \lambda/2\pi$ 以内的原子，其中 λ 为原子共振跃迁的波长。然而，后续研究 [8, 9], 指出，形成 SR 信号的原子可能运动了超过 $\lambda/2\pi$的距离，这意味着相应的原子飞行时间与自发衰变时间相当。

非延迟区中的原子-表面相互作用通常称为范德华（vdW）相互作用，也称为 Casimir–Polder 相互作用 [10–12]。Ref. [13], 对这种相互作用给出了定性描述，其中将原子视为一个电偶极子，它与在池窗介电介质中感应出的镜像相互作用。尽管原子的时间平均电偶极矩为零，其瞬时值仍会发生涨落 [7], ，从而产生由感应镜像偶极子导致的电场。该电场会改变原子能级，导致原子跃迁发生频移和光谱展宽。随着主量子数 n增大，这种效应的幅度也会增强，因为较高能级的电子态与原子核结合得较弱，因此更容易受到介电介质中感应偶极子的影响。因此，预计 $6S_{1/2} \rightarrow 7P_{3/2}$ 跃迁的范德华频移会大于 $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$跃迁的频移。

最近，充满碱金属蒸气的光学纳米池（NCs）已被证明特别适用于研究原子–表面范德华相互作用，因为它们能够实现数量级为数十纳米的原子–表面间距。利用共振吸收 [12–14], 纳米池的选择性反射 [13, 15,16], 以及共振荧光 [17], 等技术，已测量出铯原子在 $\lambda = 852$和 895nm（D_1 和D_2 线）以及铷原子在$\lambda = 780$ 和 795nm（D_1 和D_2 线）处的范德华相互作用系数 C_3。对于895和852nm处的铯原子，报道的范德华系数分别为D_1 和D_2 线的$C_3 = (1 \pm 0.2)$kHz μm^{3}和 $C_3 = (2 \pm 0.2)$ kHz μm^3 [7]。

在本研究中，我们首次探究

* agogyan@gmail.com

通过记录 456 nm 辐射穿过铯蒸气柱厚度为 50–250 nm 的纳米池时的透射光谱，研究了 Cs$6S_{1/2}\rightarrow 7P_{3/2}$ 跃迁的范德华相互作用特性。同时，还对比分析了范德华相互作用导致的 $6S_{1/2}\rightarrow 6P_{3/2}$ 和 $6S_{1/2}\rightarrow 7P_{3/2}$ 跃迁光谱特征。与范德华修正后的透射光谱峰值对应的谱密度，在位于纳米池中心附近的原子处最大，$z = L/2$，其中 z 表示距纳米池窗口的距离。对于这些原子，范德华频移最小，而光谱贡献最大 [13]。纳米池两个窗口同时作用所产生的红移为

$$\Delta\nu_{\mathrm{vdW}} = -\frac{16C_3}{L^3}, \qquad (1)$$

其中，C_3 是范德华相互作用系数，定义为激发态和基态 [7, 13, 18]的 C_3 系数之差。

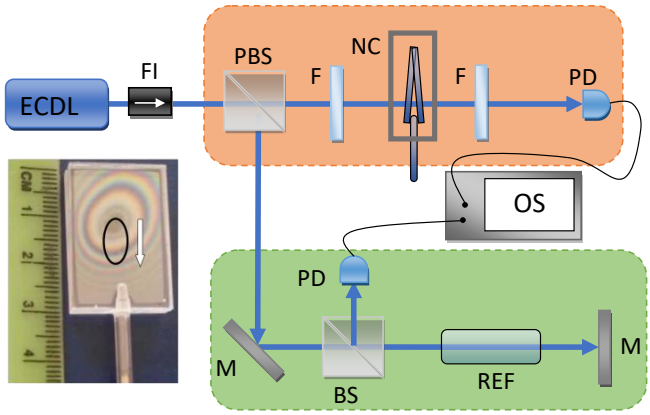

图1. 实验装置示意图。ECDL——工作于852和456 nm的可调谐外腔二极管激光器；FI——法拉第隔离器；PBS——偏振分束器；BS——分束器；F——光学玻璃滤光片；NC——充有铯蒸气的光学纳米池（NC），窗口由技术蓝宝石制成；PD——光电探测器；REF——用于饱和吸收（SA）光谱的参考池；OS——数字示波器。插图中的橙色区域示意了纳米池间隙厚度的测量。左侧为NC的照片；椭圆标出了间隙厚度为50–250 nm的区域，竖直白色箭头表示厚度变化方向。

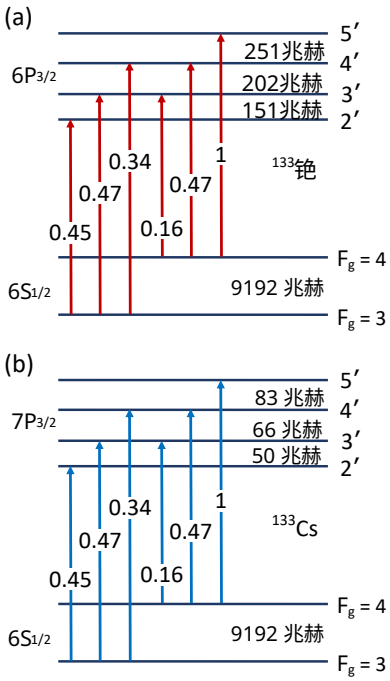

图2. 铯原子能级图及相对跃迁强度。最强跃迁$4\rightarrow 5'$的强度归一化为1。(a) $6S_{1/2}\rightarrow 6P_{3/2}(D_2)$线在$\lambda = 852$ nm处的超精细跃迁 F_g =3、 4 $\rightarrow F_e = 2'$、 $3'$、 $4'$、 $5'$；上部超精细能级以虚线表示。(b) $6S_{1/2}\rightarrow 7P_{3/2}$跃迁在 $\lambda = 456$ nm处的超精细跃迁 $F_g = 3$、 $4\rightarrow F_e = 2'$、 $3'$、 $4'$、 $5'$。 $6S_{1/2}\rightarrow 7P_{3/2}$跃迁的振子强度比 $6S_{1/2}\rightarrow 6P_{3/2}$跃迁小60倍以上。跃迁频率和超精细分裂未按比例绘制。

其线宽为 0.1 兆赫。为研究 $6S_{1/2}\rightarrow 7P_{3/2}$ 跃迁，使用了一台可在 $\lambda = 456$ nm 附近调谐、线宽为 0.4 兆赫的连续波 ECDL。纳米池置于一台双区炉内，可对窗口和装有金属铯的侧臂储液器进行独立温度控制。纳米池采用楔形几何结构，使纳米池窗口内表面之间的间隙厚度 L 连续变化，从而确定原子蒸气柱的长度。纳米池设计的详细说明见参考文献 [15–17]。图 1 中的椭圆标出了特别关注的区域，对应于L = 50–250 nm。通过垂直平移纳米池，可使激光辐射穿过间隙厚度不同的区域。间隙厚度 L 采用参考文献 [19]中所述的方法测定。原子蒸气密度由储液器温度 T确定。

II. 实验装置与结果

图 1 展示了实验装置示意图。为研究 Cs$6S_{1/2}\rightarrow 6P_{3/2}$ 跃迁的范德华（vdW）光谱，使用了一台可在 $\lambda = 852$nm 附近调谐的连续波外腔二极管激光器（ECDL）

图2(a)展示了铯原子在 $6S_{1/2}\rightarrow 6P_{3/2}$ (D_2)跃迁下、波长为 λ =852 nm时的能级图，其中包括超精细跃迁 $F_g = 3$， $4\rightarrow F_e = 2'$， $3'$， $4'$， $5'$以及激发态 $6P_{3/2}$ 的超精细分裂。图2(b)展示了波长为 $\lambda = 456$ nm的 $6S_{1/2}\rightarrow 7P_{3/2}$ 跃迁所对应的图示。

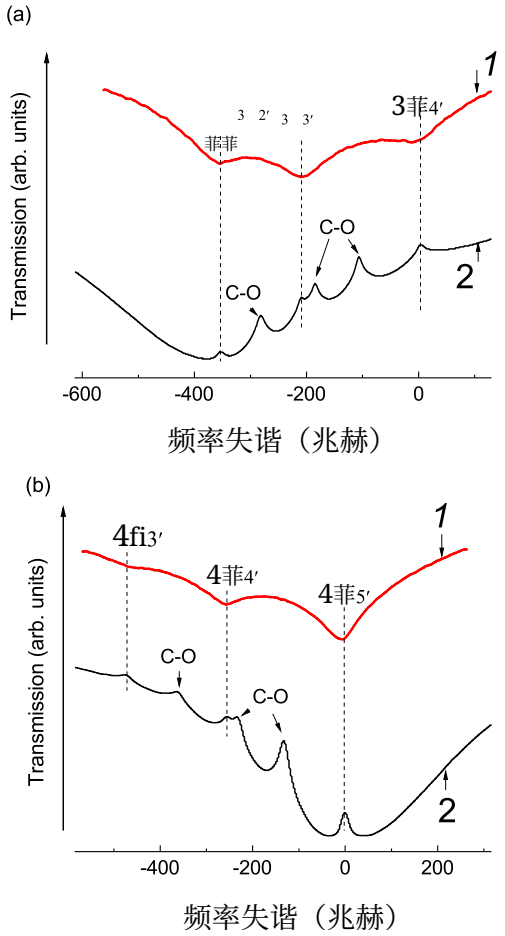

图 3. 在 $\lambda = 852$nm 处，铯蒸气在纳米池中对应 $6S_{1/2} \to 6P_{3/2}$ 跃迁的透射光谱。上方曲线（1）显示池厚度为 $L = 230$ nm 的纳米池透射光谱；下方曲线（2）显示对应的饱和吸收（SA）参考光谱。(a) 跃迁 $3 \to 2', 3', 4'$；(b) 跃迁 $4 \to 3', 4', 5'$。由于该跃迁的范德瓦耳斯系数 C_3 较小，未观察到可测量的频移。C–O 表示饱和吸收光谱 [20–22] 中众所周知的交叉共振。

从图示可以看出，$7P_{3/2}$ 态超精细分量之间的频率间隔约比$6P_{3/2}$ 态的小三倍。图中还标示了相对跃迁强度，其中最强的跃迁 $4 \to 5'$ 被归一化为1。此外，估算得到 $6S_{1/2} \to 7P_{3/2}$ 跃迁的范德华相互作用系数为 $C_3 \sim 20$ kHz μm^3 [14],，这显著大于 $6S_{1/2} \to 6P_{3/2}$ 跃迁的相应系数。因此，有必要从50 nm开始，对这两种跃迁中由范德华相互作用引起的频移进行直接实验比较。

直径为 0.6 mm 的激光束垂直照射纳米池窗口，并在扫描激光频率经过

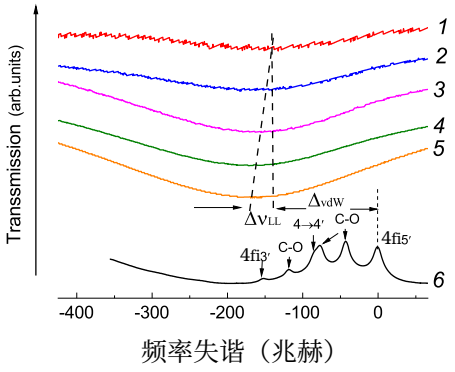

图 4. 铯蒸气在 $\lambda = 456$nm 处对应 $6S_{1/2} \to 7P_{3/2}$ 跃迁 $4 \to 3', 4', 5'$ 的透射光谱随蒸气温度（压力）的变化。曲线 1–5 分别对应 200 、245、270、295 和 310 °C。纳米池厚度为 $L = 100 \pm 5$ nm，激光功率为 3 mW。$\Delta\nu_{LL} \approx 15$ MHz/Torr。下方曲线（ ^{6} ）显示对应跃迁的饱和吸收（SA）参考光谱。

原子共振时记录透射光谱。透射辐射由 FD–24K 光电二极管探测；信号经放大后，由 Tektronix TDS2014B 四通道示波器记录。将部分激光辐射导入一个独立装置，利用饱和吸收（SA）技术 [20–22] 在一个长度为 1 厘米的铯池中获取频率基准。

A. 对 $6S_{1/2} \to 6P_{3/2}$ 跃迁的研究

图 3(a) 的曲线 1 显示了在池温为 110°C、激光功率为 7 μW 时，波长为 $\lambda = 852$ nm 的光穿过池厚度为 $L \simeq 230 \pm 5$ nm 的纳米池（NC）时，跃迁 $6S_{1/2}, F = 3 \to 6P_{3/2}, F' = 2', 3', 4'$ 的透射光谱。如参考文献 [23, 24], 所示，约 80 兆赫（半高全宽）的最小光谱线宽出现在 $L = \lambda/2$，对应于迪克窄化。对于 $6S_{1/2} \to 6P_{3/2}$ 跃迁，这一条件对应的池厚度为 $L = 426$ nm，所得线宽约为 100°C 时多普勒宽度的五分之一。进一步减小L时，线宽会因原子–壁面碰撞而增大；当 $L \lesssim 130$nm 时，范德华相互作用也会导致光谱展宽和频移。图 3(b) 的曲线 1 展示了在 $\lambda = 852$nm 处记录的透射光谱，纳米池厚度为 $L \simeq 230 \pm 5$nm，对应于超精细跃迁 $4 \to 3', 4', 5'$。由于该跃迁的 C_3 系数相对较小，$L = 230$nm 处的频移相对于参考池可以忽略不计。$L < 100$nm 处由范德华相互作用引起的展宽和频移已在参考文献 [25]中详细讨论。

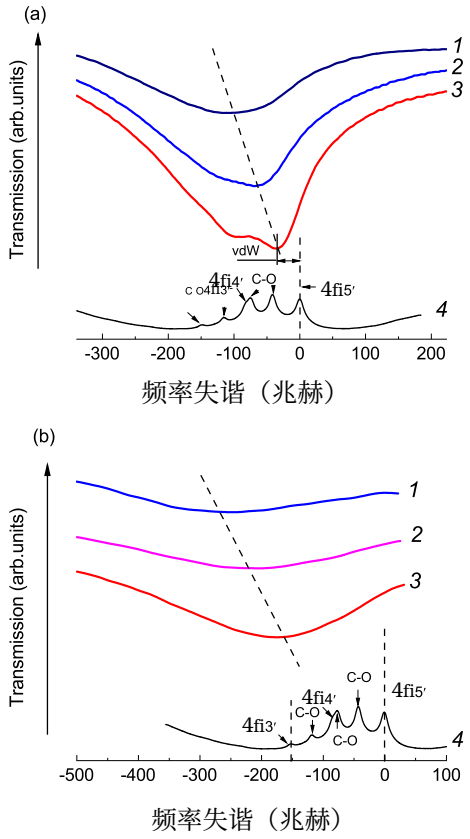

图 5. 不同纳米池厚度下铯 $6S_{1/2} \rightarrow 7P_{3/2}$ 跃迁的透射光谱。(a) 曲线 1–3 分别对应厚度为 $L = 140 \pm 5$、190 ± 5 和 230 ± 5 nm 的纳米池，温度为 190 ℃。(b) 曲线 1–3 分别对应厚度为 $L = 55 \pm 5$、65 ± 5 和 100 ± 5 nm 的纳米池，温度为 230 ℃。底部曲线 (4) 显示相应跃迁的饱和吸收参考光谱。

B. 对 $6S_{1/2} \rightarrow 7P_{3/2}$ 跃迁的研究

$6S_{1/2} \rightarrow 7P_{3/2}$ 跃迁的研究面临若干实验挑战。首先，$7P_{3/2}$ 态的超精细分裂约为 $6P_{3/2}$ 态的三分之一 [18, 26]。其次，$6S_{1/2} \rightarrow 7P_{3/2}$ 跃迁的多普勒宽度明显更大；在 180℃ 时达到 $\Gamma_D/2\pi \simeq 0.87$GHz，约为 $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ 跃迁的 2.5 倍 [26]。第三，跃迁 $3 \rightarrow 2'$, $3', 4'$ 的振子强度比激发至 $6P_{3/2}$ [26]的振子强度小近两个数量级。因此，必须将纳米池加热至 ~ 200℃，同时提高 456 nm 激光器的功率，以获得足够的信号幅度。当L较小时，额外的范德华展宽会造成光谱重叠，从而降低频移测定的准确性。

基于这些原因，特别关注了$4 \rightarrow 3'$，$4'$，$5'$ 跃迁。它们的频率间隔更大，且最强跃迁的振幅

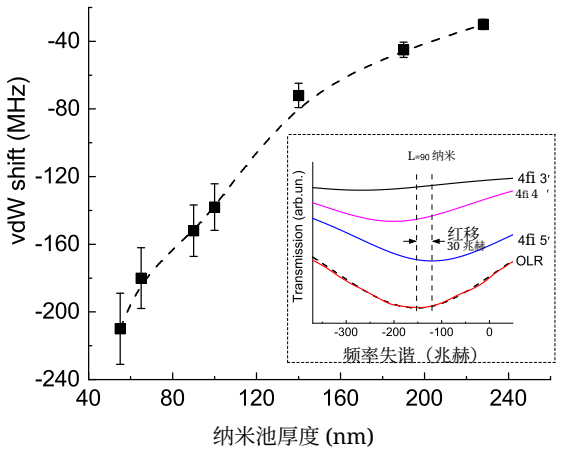

图 6. $6S_{1/2} \rightarrow 7P_{3/2}$ 谱线的 $4 \rightarrow 5'$ 跃迁的范德华 (vdW) 红移频率随纳米池厚度 L 的变化。插图显示约 30 兆赫的重叠红移 (OLR)，从测得的总频移中减去该值，以便利用公式 (1) 正确确定范德华系数 C_3。

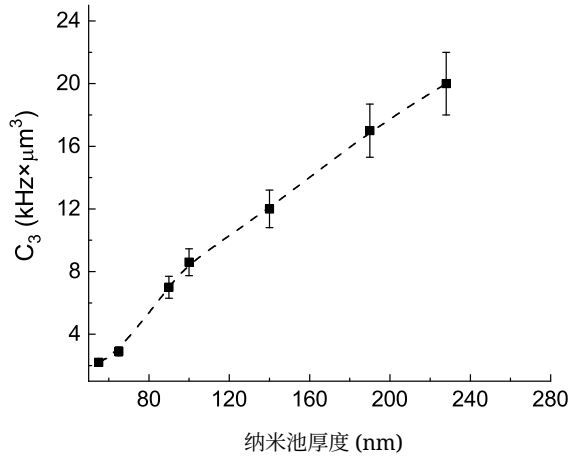

图 7. 提取的 $4 \rightarrow 5'$ 跃迁的范德华系数 C_3 随纳米池厚度 L 的变化。估计 C_3 的总体不确定度约为 10%，其来源包括压力诱导频移，以及确定公式 (1) 中原子–表面距离 L 时的不确定度。

A（$4 \rightarrow 5'$）分别是 A（$4 \rightarrow 4'$）和 A（$4 \rightarrow 3'$）的2.1倍和6.3倍。因此，其范德瓦耳斯位移的确定较少受到邻近跃迁的影响。如参考文献 [19], 所示，$4 \rightarrow 5'$跃迁的结果可以推广到起始于 $F_g = 3$ 的跃迁，准确度约为10%。

对于较小的蒸气柱厚度，吸收系数遵循 $\alpha = \sigma NL$，其中 $\sigma \sim 10^{-11}$ cm^2 是

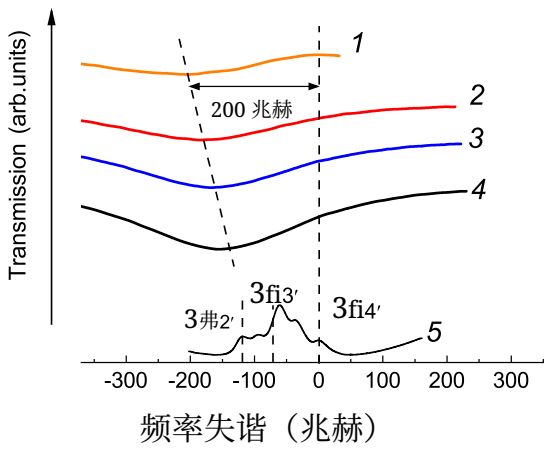

图8. 铯 $6S_{1/2} \to 7P_{3/2}$ 跃迁的透射光谱，涵盖超精细分量 $3 \to 2'$，$3'$，$4'$，对应不同的纳米池厚度。曲线1–4分别对应厚度为 $L = 60 \pm 5$、70 ± 5、90 ± 5 和 100 ± 5 纳米。纳米池温度为 $230\,^\circ$ 摄氏度，激光功率为3毫瓦。底部曲线（5）显示了相应跃迁的饱和吸收参考光谱。

吸收截面，N 是原子密度，L 是池厚度 [26]。因此，要在较小的 L 下实现可靠检测，就需要提高原子密度。当$L < 80$nm且原子密度足够高时，若满足条件 $N/k^3 \gtrsim 1$（其中 $k = 2\pi/\lambda$ 为波数），铯–铯相互作用还会导致额外的红移，称为洛伦兹–洛伦兹位移[13],

$$\Delta\nu_{\mathrm{LL}} = -\frac{\pi N \gamma_N}{k^3}, \tag{2}$$

其中，γ_N 为该跃迁的自然线宽。对于 D_2 $\gamma_N/2\pi = 5.2$ $6S_{1/2} \to$线，$7P_{3/2}$ $\gamma_N/2\pi = 1.4$ [20, 27] 兆赫；而对于该跃迁，兆赫。因而，观测到的总红移为

$$\Delta_T = \Delta_{\mathrm{vdW}} + \Delta\nu_{\mathrm{LL}}, \tag{3}$$

并且必须减去 $\Delta\nu_{\mathrm{LL}}$，才能正确确定范德华系数 C_3。公式（2）表明，对于波长为 $\lambda = 852$ 纳米的 $6S_{1/2} \to 6P_{3/2}$ 跃迁，洛伦兹–洛伦兹频移 $\Delta\nu_{\mathrm{LL}}$ 显著更大，这是由于其波长和自然线宽 [13]都较大。

图 4 展示了在激光功率为 3 mW 时，蒸气温度对 $4 \to 3'$，$4'$，$5'$ 跃迁在 $\lambda = 456$ nm、$L = 100 \pm 5$ nm 条件下洛伦兹–洛伦兹位移的影响。曲线 1–5 分别对应 200、245、270、295 和 310℃ 的温度。实验观测到的范德华位移约为 $\Delta_{\mathrm{vdW}} \sim 140$兆赫，而洛伦兹–洛伦兹贡献为 $\Delta\nu_{\mathrm{LL}} \sim 15$兆赫/Torr，在 310℃ 时达到 ~ 30兆赫。下方曲线显示了饱和吸收参考光谱。因此，对于 $T > 200$℃，必须考虑洛伦兹–洛伦兹位移，以提取C_3。

图5展示了不同纳米池厚度下 $6S_{1/2} \to 7P_{3/2}$ 跃迁的透射光谱。图5(a)中，曲线1–3分别对应 $L = 140 \pm 5$、190 ± 5 和 230 ± 5纳米，温度为 190°摄氏度。图5(b)中，曲线1–3分别对应 $L = 55 \pm 5$、65 ± 5和 100 ± 5纳米，温度为 230° 摄氏度。由于范德华系数 C_3 相对较大，在 $L = 230$纳米时便已观察到明显的范德华展宽和 ~ 35兆赫的红移。在相同厚度下，$6S_{1/2} \to 6P_{3/2}$ 跃迁未观察到可测量的位移（见图3）。当厚度为 $L > 500$纳米时，$6S_{1/2} \to 7P_{3/2}$ 跃迁的范德瓦耳斯位移变得可以忽略。

图6显示了 $4 \to 5'$ 跃迁的范德华诱导红移随 L的变化关系。在较小的 L下，展宽后的 $4 \to 3'$、$4 \to 4'$和 $4 \to 5'$ 跃迁之间的光谱重叠会导致峰位额外红移，如图6插图所示。此效应在此称为重叠红移（OLR），在 $L = 90 \pm 5$ nm时约为30兆赫；在使用公式(1)确定 C_3 之前，会从测得的位移中扣除此值。公式(1)中，透射光谱由三个高斯轮廓拟合，分别对应 $4 \to 3'$，$4'$，$5'$ 跃迁。

图7显示了所得范德华系数 C_3 的实验值随 L的变化关系。不确定性来自光谱重叠、洛伦兹–洛伦兹修正，以及公式(1)中原子–表面距离的确定。随着 L 减小，有效 C_3 迅速下降。

此前有报告指出，铷的 $5S_{1/2} \to 5P_{1/2}$ 跃迁和铯的 $6S_{1/2} \to 6P_{1/2}$ 跃迁中，范德华系数也会随着原子–表面距离减小而降低 [13]。参考文献 [28, 29]从理论上预测了这种行为，并将其归因于迟滞效应。在这种解释中，测得的信号反映的是激发态与基态范德华势之差。虽然激发态势仍可用 $-C_3/z^3$很好地近似，但基态势在约 50 nm 以上的距离处会转变为衰减更快的 $-C_4/z^4$形式，从而有效增大测得的势差。尽管这一解释是针对 $6S \to 6P$ 跃迁提出的，类似的考虑也可能适用于 $6S \to 7P$跃迁。

在较小的 L 处，纳米池窗口的光电充电可能是范德华效应表观减弱的另一个原因。已有研究表明，用 $\lambda \sim 453$nm 光照射铯蒸气池会诱发电子从池壁光发射，从而产生电场并导致蓝移 [30, 31]。在本实验中，456 nm 辐射本身也可能诱发类似效应。参考文献 [32], 中，在一段长度为 1 厘米的铷池上施加 15 kV/cm 的静电场，使 $5S_{1/2} \to 5P_{3/2}$跃迁产生了 ~ 20兆赫的红移，这与理论相符。

由于光谱重叠更强且跃迁振幅相当，主要对 $4 \to 3'$，$4', 5'$ 跃迁的范德华效应进行了定量分析。尽管如此——

图8表明，$3 \to 2', 3', 4'$ 跃迁在 230° ℃、激光功率为3 mW时，也分别表现出 $L = 60 \pm 5$、70 ± 5、 90 ± 5和 100 ± 5 nm的范德华诱导红移。值得注意的是，这种红移与早期针对 $6S_{1/2} \to 6P_{3/2}$ 跃迁的选择反射测量结果相反；在类似跃迁中，曾报告了意料之外的蓝移 [7]。图8中的光谱显示了总红移，其中包括 Δ_{vdW}、 $\Delta\nu_{\mathrm{LL}}$以及光学光晶格位移的贡献。

最后，我们指出，目前文献中尚无简单且普及的实验方法可用于研究 $6S_{1/2} \to 7P_{3/2}$跃迁中的范德华效应，并能与纳米池结果进行直接比较。近期开发的玻璃纳米池 [33, 34] 不适用于这一跃迁，因为在所需温度（ > 190℃）下，高温铯蒸气与玻璃发生化学相互作用，会导致池体迅速劣化。相比之下，本文使用的蓝宝石纳米池可在高达 450℃ 的温度下运行 [12–17]。近期，毫米尺度池中的饱和吸收光谱技术已应用于 $6S_{1/2} \to 7P_{1/2}$ 跃迁，实现了低于 2×10^{-13} [35, 36] 的短期频率稳定度。然而，对于亚微米池厚度，必须考虑范德华相互作用。我们预期，本文结果将推动针对铯 $6S_{1/2} \to 7P_{3/2}$ 跃迁中范德华相互作用和卡西米尔-珀尔相互作用的进一步理论研究。

III. 结论

我们采用了一种自制的光学池，该池由技术级蓝宝石制成，内侧窗口表面之间的楔形间隙平滑地从 50 nm 变化至 2000 nm。该光学池（下文称为纳米池（ NC））中充有铯原子蒸气。利用该纳米池，我们首次在 50–250 nm 的厚度范围内，通过实验研究了紧邻的介电表面对铯原子在$6S_{1/2} \to 7P_{3/2}$ (D_2)跃迁处透射光谱的影响。

当原子–表面距离为 $L \lesssim 300$nm 时，观测到原子跃迁发生显著红移，这是由铯原子与纳米池蓝宝石表面之间的范德华（卡西米尔–波尔德）相互作用引起的。在较高铯蒸气压下，还发现了额外的红移，测得其数值约为 15MHz/Torr。要正确确定范德华相互作用系数 C_3，必须考虑这一贡献。

通过记录不同厚度纳米池的透射光谱，我们首次通过实验确定了铯$6S_{1/2} \to 7P_{3/2}$ 跃迁的范德华系数。测得的数值范围为

$$C_3 = (2\text{–}20)\,\mathrm{kHz}\,\mu\mathrm{m}^3$$

我们还比较研究了范德华作用引起的 $6S_{1/2} \to 6P_{3/2}$ 和 $6S_{1/2} \to 7P_{3/2}$ 跃迁频移。具体而言，研究表明，当纳米池厚度约为 200 nm 时，可清晰观察到 $6S_{1/2} \to 7P_{3/2}$ 跃迁的显著红移，而$6S_{1/2} \to 6P_{3/2}$ 跃迁则未检测到可测量的频移。这种现象归因于后者跃迁对应的范德华系数 C_3 显著较小。

所获得的结果对于开发基于原子蒸气的微型传感器具有重要意义，尤其有助于实现利用蓝色光谱区原子跃迁的紧凑型频率基准 [14]。

作者贡献

Armen Sargsyan：研究、撰写——审阅与编辑、经费获取。Anahit Gogyan：审阅与编辑、可视化、方法学、形式分析。David Sarkisyan：审阅与编辑、撰写——初稿、可视化、验证、监督

致谢

作者感谢 Tigran Vartanyan 和 AthanasiosLaliotis 提供的有益讨论。

经费

该研究得到 MESCSRA 高等教育与科学委员会的支持（研究项目 N25RG-1C008）。

[1] D. Pizzey、J. D. Briscoe、F. D. Logue、F. S. Ponciano- Ojeda、S. A. Wrathmall、I. G. Hughes，《热原子蒸气的激光光谱学：从“示波器”到理论拟合》，《新物理学杂志》**24** （2022）125001。doi:10.1088/1367-2630/ac9cfe.[2] R. Finkelstein、S. Bali、O. Firstenberg、I. Novikova，《新物理学杂志》 **25** 2023 035001 doi:10.1088/ （）。。1367-2630/acbc40

[3]V. I. Vishnyakov, D. V. Brazhnikov, M. N. Skvortsov,《基于相干布居俘获的量子频率标准中磁场诱导频移的降低》，《应用物理学杂志》**137** （2025年）164402。doi:10.1063/5.0265574.[4] A. Sargsyan, A. Gogyan, D. Sarkisyan，《铷原子蒸气中将780 nm或795 nm激光辐射上转换为420 nm》，《光谱化学学报B辑：原子

光谱学》 **233** 2025 107282 doi:10.1016/j.sab.().[5] 2025.107282 S. Wang, W. Cao, J. Yuan, L. Wang, L. Xiao, S. Jia, 《通过单色双光子激发进行铷$5S_{1/2} \rightarrow 7P_{1/2}$跃迁的多通道荧光光谱》, 《光谱化学学报B辑：原子光谱学》 **235** 2026 107282 doi:10.1016/j.sab.2025.().[6] 107387 J. Kitching, 《芯片级原子器件》, Applied Physics Letters **5** （2018年）031302。 doi:10.1063/1.5026238。[7] D. Bloch, M. Ducloy, 《原子-壁面相互作用》, 《原子、分子与光物理进展》 **50** （2005）91。doi:10.1016/S1049-250X(05)80008-4.[8] T. A. Vartanyan, D. L. Lin, 《稀薄气态介质薄层的增强选择性反射》, 《物理评论A》 **51** 1995 1959 doi:10.1103/PhysRevA.51.().[9] 1959 D. N. Khachatryan, G. G. Grigoryan, 《电磁诱导透明存在时法布里-珀罗干涉仪的选择性反射》, 《当代物理学杂志》 **54** 2019 136 doi:10.3103/().. S106833721902004X [10] A. Laliotis, T. Passerat de Silans, I. Maurin, M. Ducloy, D. Bloch, 《热激发表面模式存在时的卡西米尔-珀尔德相互作用》, Nature Communications **5**（2014年）4364。 doi:10.1038/ncomms5364。[11] B. Dutta, J. C. d. A. Carvalho, G. Garcia-Arellano, P. Pedri, A. Laliotis, C. Boldt, J. Kaushal, S. Scheel, 《高阶卡西米尔-珀尔德相互作用对里德堡原子光谱的影响》, Physical Review Research **6** 2024 022035 doi:10.1103/PhysRevResearch.6.()L.. L022035 [12] T. Peyrot, N. Šibalić, Y. R. P. Sortais, A. Browaeys, A. Sargsyan, D. Sarkisyan, I. G. Hughes, C. S. Adams, 《通过楔形纳米池透射光谱测量原子-表面范德华相互作用》, 《物理评论A》 **100** 2019 022503 doi:10.1103/().. PhysRevA.100.022503 [13] A. Sargsyan, R. Momier, C. Leroy, D. Sarkisyan, 《厚度低于100 nm的光学纳米池中范德华相互作用与偶极-偶极相互作用的竞争》, Physics Letters A **483** 2023 129069 doi:10.1016/j.physleta.().[14] 2023.129069 A. Sargsyan, E. Klinger, R. Boudot, D. Sarkisyan, 《纳米厚蒸气层中Cs原子456 nm跃迁的无多普勒光谱》, Optics Letters **50** （2025年）3229。 doi:10.1364/OL.558536。[15] A. Sargsyan, A. Papoyan, I. G. Hughes, C. S. Adams, D. Sarkisyan, 《厚度低于 $\lambda/12$ 的铷层选择性反射及应用》, Optics Letters **42** （2017年）1476。 doi:10.1364/OL.42.001476。[16] A. Sargsyan, E. Klinger, C. Leroy, I. G. Hughes, D. Sarkisyan, C. S. Adams, 《厚度小至 $\lambda/13$的钾原子层的选择性反射》, 《物理学杂志B：原子、分子与光物理》**52** （2019年）195001。 doi:10.1088/1361-6455/ab38fe。[17] K. Whittaker, J. Keaveney, I. G. Hughes, A. Sargsyan, D. Sarkisyan, C. S. Adams, 《距介电表面小于 $\lambda/80$ 处气相原子的光学响应》, 《物理评论快报》 **112** 2014 253201 doi:().. 10.1103/PhysRevLett.112.253201 [18] D. A. Steck, 《铯D线数据》, （2003年）, 可访问: https://steck.us/alkalidata/cesiumnumbers.1.6.pdf 。 [19] J. Keaveney, 《密集原子蒸气中的集体原子-光相互作用》, 施普林格，2014年。[20] W. Williams、M. Herd、W. Hawkins, 铯-133中 $7P_{1/2}$ 态和 $7P_{3/2}$ 态的光谱学研究, 《激光物理快报》 **15** 2018 095702 doi:10.1088/()。。 1612-202X/aac97e [21]F. Li、B. Zhao、J. Wei等，适用于铯高态激发跃迁的连续可调单频455纳米蓝色激光器，Optics Letters 44 (2019) 3785。 doi:10.1364/OL.44.003785。[22]A. Sargsyan、D. Sarkisyan, 用微米级原子层饱和吸收光谱研究铯$6S_{1/2} \rightarrow 7P_{3/2}$ 跃迁（456纳米）, 《应用光谱学杂志》 **92** 2025 722 doi:10.1007/()。。 s10812-025-01965-3 [23] G. Dutier、A. Yarovitski、S. Saltiel、A. Papoyan、D. Sarkisyan、D. Bloch、M. Ducloy，亚微米厚蒸气池透射光谱中Dicke型相干窄化的崩塌与复现，《欧洲物理快报》63 (2003) 35。 doi:10.1209/epl/i2003-00474-0。[24] J. C. de Aquino Carvalho、I. Maurin、P. Chaves de Souza Segundo、A. Laliotis、D. de Sousa Meneses、D. Bloch，光谱锐利的近场热发射：揭示卡西米尔-珀尔传感器与远场发射率预测之间的若干分歧, 《物理评论快报》 **131** 2023 143801 doi:10.1103/()。。 PhysRevLett.131.143801 [25] A. Sargsyan、A. Amiryan、Y. Pashayan-Leroy、C. Leroy、A. Papoyan、D. Sarkisyan，光学纳米池中原子蒸气定量光谱学方法，Optics Letters 44 (2019) 5533。 doi:10.1364/OL.44.005533。[26] A. Sargsyan、R. Momier、D. Sarkisyan，使用光学纳米池对铯 $6S \rightarrow 7P$跃迁进行无多普勒选择性反射光谱，《物理学杂志B：原子、分子与光物理》58 (2025) 195001。 doi:10.1088/1361-6455/ae0a98。[27] W. Demtröder，《激光光谱学：基本概念与仪器》，施普林格，2004年。[28] J. C. d. A. Carvalho、P. Pedri、M. Ducloy、A. Laliotis，卡西米尔-珀尔相互作用光谱测量中的迟滞效应，《物理评论A》97 (2018) 023806。 doi:10.1103/PhysRevA.97.023806。[29] A. Laliotis、B.-S. Lu、M. Ducloy、D. Wilkowski，原子-表面物理：综述，《AVS量子科学》3 (2021) 043501。 doi:10.1116/5.0063701。[30]L. Ma、E. Paradis、G. Raithel，通过光照在无电极玻璃蒸气池中产生直流电场，Optics Express 28 (2020) 3676。 doi:10.1364/OE.380748。[31] A. Duspayev、B. Dash、G. Raithel，惰性背景气体和光照对铷蒸气三色电磁诱导透明的影响，《物理评论应用》 **24** 2025 044057 doi:()。。 10.1103/PhysRevApplied.24.044057 [32] A. D. Sargsyan、A. S. Sarkisyan、A. V. Papoyan、D. H. Sarkisyan，铷D_2 原子谱线二次斯塔克效应的研究，《当代物理学杂志》44 (2009) 131。 doi:10.3103/S1068337209030062。[33] T. Peyrot、C. Beurthe、S. Coumar、M. Roulliay、K. Perronet、P. Bonnay、C. S. Adams、A. Browaeys、Y. R. P. Sortais，超精密抛光楔形硼硅酸盐纳米池的制备与表征，Optics Letters 44 (2019) 1940。 doi:10.1364/OL.44.001940。[34] T. F. Cutler、W. J. Hamlyn、J. Renger、K. A. Whittaker、D. Pizzey、I. G. Hughes、V. Sandoghdar,

C. S. Adams，纳米结构碱金属蒸气池，《物理评论应用》 **14** 2020 034054 doi:10. ( )。。[35] E. 1103/PhysRevApplied.14.034054
Klinger、A. Mursa、C. M. Rivera-Aguilar、R. Vicarini、N. Passilly、R. Boudot，在微加工蒸气池中对铯原子 $6S_{1/2} - 7P_{1/2}$ 跃迁（459纳米）进行亚多普勒光谱学，Optics Letters **49** (2024) 1953。 doi:10.1364/OL.514866.[36] E. Klinger、C. M. Rivera-Aguilar、A. Mursa、Q. Tanguy、N. Passilly、R. Boudot，波长为 459 $2 \times$ nm的铯微型蒸 10^{-13} **126** 2025 124003 气池光学参考，短期频率稳定度低于，Applied Physics Letters（ ）。 doi: 10.1063/5.0261771 。