arXiv:2603.04596v1 [physics.atom-ph] 4 Mar 2026

热里德伯阶梯中电磁感应透明的基本线宽极限

Noah Schlossberger,* Nikunjkumar Prajapati、Alexandra B. Artusio-Glimpse、Samuel Berweger 和 Christopher L. Holloway*National Institute of Standards and Technology, Boulder, Colorado 80305, USA*（日期：2026年3月6日）

里德伯态光谱已成为量子传感的常用平台，其中最常见的读出方案是使用反向传播激光束进行双光子电磁感应透明（电磁诱导透明，EIT）。在这一方案中，里德伯态的能量分辨率由电磁感应透明特征的谱线宽决定。对于单个原子，双光子共振的选择条件可将线宽缩窄至里德伯态衰减率的量级；然而，原子的热速度造成的多普勒频移会使系综线宽展宽至中间态衰减率的量级。本文推导了低功率极限下多普勒残余线型的解析表达式，并通过实验验证了结果。对于铷，我们发现，在扫描耦合激光时，半高全宽线宽极限为 1.84 兆赫，测得的实验线宽为 2.04 兆赫。这些线宽比先前的理论估计和已报道的测量线宽都窄约一半。由此，我们实现了迄今为止热蒸气中里德伯态最精确的双光子能量分辨率。随后，我们绘制了这一极限附近的展宽机制图。

引言。 里德堡态是用于电磁辐射和电场量子传感的强大平台 [1–3], ，应用包括电场成像[4–9], 通信 [10–12], 雷达 [13, 14] 和源定位 [15], 测温 [16–18], 以及对电场和电压进行可溯源至国际单位制的计量 [19–22]。探测里德堡态能量最常见的方法，是在阶梯方案中利用双光子电磁诱导透明（EIT） [23]。在该方案中，两束激光反向传播，以抵消原子热运动引起的多普勒频移。然而，激光的频率失配会导致抵消不完全。因此，双光子光谱线型的宽度主要由“多普勒残余”决定。尽管电磁诱导透明已被研究数十年 [24]，且已有大量相关资料 [25, 26], ，但对于双光子阶梯式电磁诱导透明构型中里德堡态的这种多普勒残余线型，迄今尚未得到恰当的理论表征。文献中的初步线宽估算并未给出推导 [27, 28] ，却影响了大量研究中的物理假设 [29–37]。在本文中，我们证明这些估算将线宽高估了约两倍。我们推导出多普勒残余线型的一种简单解析表达式（式 18），并通过实验展示了这种线型。这代表了热蒸气中双光子电磁感应透明光谱线宽的基本极限，因此也限定了里德堡态的能量分辨率。

理论线宽。 里德堡态双光子电磁诱导透明读出的能级图和光束配置如图所示。1。所谓的“多普勒残余”线宽源于衰减宽度

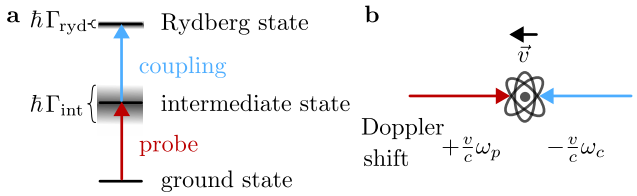

图 1. 双光子电磁感应透明配置。a) 能级图。b) 光束的方向，以及原子运动时每束光产生的多普勒频移。

中间态的衰减宽度由一小部分原子的多普勒速度组介导。参考文献 [27, 28] 所预测的线宽可由能量守恒推导得出。要发生双光子过程，两个光子的能量都必须处于原子参考系中各能级的能量不确定度范围内（图1a）。由于中间态和里德堡态以速率 Γ衰减，其能量不确定度的半高全宽为 $\hbar\Gamma$ 其中 $\hbar$ 为约化普朗克常数（根据海森堡不确定性原理或傅里叶分析）。在实验室参考系中，每束激光的失谐会受到相应多普勒频移的影响（图 1b）。这意味着

$$\begin{cases} \left|(\Delta_p + \frac{v}{c}\omega_p) + (\Delta_c - \frac{v}{c}\omega_c)\right| \le \frac{\Gamma_{\rm ryd}}{2} & \begin{cases}\text{probe+coupling=}\\ \text{Rydberg energy}\end{cases} \\ \left|\Delta_p + \frac{v}{c}\omega_p\right| \le \frac{\Gamma_{\rm int}}{2} & \begin{cases}\text{probe =}\\ \text{intermediate energy,}\end{cases} \end{cases} \tag{1}$$

其中 ω_p 和 ω_c 分别为探测激光和耦合激光的角频率，Δ_p 和 Δ_c 分别为探测光和耦合激光的角频率失谐， v 为原子沿激光束轴向的速度， c为光速。由于里德堡态衰减率相比中间态的衰减率可以忽略不计，因此我们可以设 $\Gamma_{\rm ryd} \to 0$ ，并将公式1中的第一个不等式取等号，求出速度。将其代入

* noah.schlossberger@nist.gov

公式1 中的第二个不等式并化简，可得

$$\left|\Delta_p \frac{\omega_c}{\omega_c-\omega_p}+\Delta_c \frac{\omega_p}{\omega_c-\omega_p}\right| \leq \frac{\Gamma_{\text{int}}}{2}. \tag{2}$$

将这些方程理解为对失谐的界限后，我们可以通过下式得到双光子共振的角半高全宽线宽 Γ_{EIT}：

$$\Gamma_{\text{EIT}} = \Gamma_{\text{int}} \cdot \begin{cases} \frac{\omega_c-\omega_p}{\omega_c} & \text{scanning probe} \\ \frac{\omega_c-\omega_p}{\omega_p} & \text{scanning coupling} \end{cases}. \tag{3}$$

这一结果与文献 [27, 28], 中的结论一致；该文献预测，在扫描耦合激光时，铷的多普勒残余限制线宽为 $2\pi\times3.79$兆赫，铯为 $2\pi\times3.51$ 兆赫。然而，这个方程没有考虑双光子相干的非线性。我们发现，实际半高全宽窄了近乎二倍的数值因子，这意味着实际线宽极限对于铷为 $2\pi\times1.84$ 兆赫，对于铯为 $2\pi\times1.71$ 兆赫。

要恰当地处理该系统，需要求解主方程。密度矩阵 ρ 在哈密顿量 H 作用下的演化由麦克斯韦-布洛赫方程给出：

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{i}{\hbar}[H,\rho] + \mathcal{L}[\rho], \tag{4}$$

其中， $\mathcal{L}$是描述系统退相干的刘维尔超算符。二能级阶梯的哈密顿量为

$$H = \hbar \begin{pmatrix} 0 & \frac{\Omega_p}{2} & 0 \\ \frac{\Omega_p^*}{2} & -\Delta_p' & \frac{\Omega_c}{2} \\ 0 & \frac{\Omega_c^*}{2} & -(\Delta_p'+\Delta_c') \end{pmatrix}, \tag{5}$$

其中，Ω_p 和 Ω_c 分别是探测光和耦合激光的拉比频率，Δ_p' 和 Δ_c' 分别是探测光和耦合激光的在原子参考系中的激光失谐。这些量通过多普勒频移与实验室参考系中的失谐 Δ_p 和 Δ_c 相关：

$$\begin{cases} \Delta_p' = \Delta_p + \frac{v}{c}\omega_p \\ \Delta_c' = \Delta_c - \frac{v}{c}\omega_c. \end{cases}. \tag{6}$$

刘维尔超算符定义为

$$\mathcal{L}[\rho] = \Gamma_{\text{int}}|1\rangle\langle2|\rho|2\rangle\langle1| - \frac{\Gamma_{\text{int}}}{2}\{|2\rangle\langle2|,\rho\} - \frac{\Gamma_{\text{ryd}}}{2}\{|3\rangle\langle3|,\rho\}, \tag{7}$$

其中， $|1\rangle$、 $|2\rangle$和 $|3\rangle$分别为基态、中间态和里德堡态。d该问题的建立与求解见参考文献 [38]。在弱探测近似下，

$$\rho_{21} = \frac{-i\Omega_p}{\frac{\Gamma_{\text{int}}}{2} - i(\Delta_p + \omega_p\frac{v}{c}) + \left(\frac{\Omega_c^2/4}{\frac{\Gamma_{\text{ryd}}}{2} - i(\Delta_p+\Delta_c+(\omega_p-\omega_c)\frac{v}{c})}\right)}. \tag{8}$$

原子对探测光的极化率为

$$\chi = \frac{4\hbar\mu_{21}^2}{\epsilon_0\Omega_p}\rho_{21}\ , \tag{9}$$

其中， μ_{21} 是跃迁偶极矩阵元， ϵ_0是真空介电常数。观测到的极化率是对原子速度分布$N(v)$的积分：

$$\chi = \int_{-\infty}^{\infty} N(v)\chi(v)dv, \tag{10}$$

原子速度分布为

$$N(v) = \frac{N_0}{v_{\text{th}}\sqrt{\pi}} e^{-(v/v_{\text{th}})^2},\ \text{with}\ v_{\text{th}} \equiv \sqrt{\frac{2k_BT}{m}}. \tag{11}$$

这里， N_0 是总原子数密度， k_B 是玻尔兹曼常数， T 是原子的温度， m 是单个原子的质量。式10 中积分的结果为

$$\begin{cases} \chi = i\frac{2\hbar c\mu_{21}^2 N_0\sqrt{\pi}}{\epsilon_0\omega_p v_{\text{th}}}\left(-(1-d)e^{-z_1^2}(1+\text{erf}(iz_1)) + (1+d)e^{-z_2^2}(1-\text{erf}(iz_2))\right) & (12) \\ \text{where} \\ d \equiv \frac{i}{z_1-z_2}\left(\frac{\frac{\Gamma_{\text{int}}}{2}-i\Delta_p}{\omega_p v_{\text{th}}/c} - \frac{\frac{\Gamma_{\text{ryd}}}{2}-i(\Delta_p+\Delta_c)}{(\omega_p-\omega_c)v_{\text{th}}/c}\right) & (13) \\ z_{1,2} \equiv -\frac{i}{2}\left(\frac{\frac{\Gamma_{\text{int}}}{2}-i\Delta_p}{\omega_p v_{\text{th}}/c} + \frac{\frac{\Gamma_{\text{ryd}}}{2}-i(\Delta_p+\Delta_c)}{(\omega_p-\omega_c)v_{\text{th}}/c}\right) \pm \frac{i}{2}\left(\left(\frac{\frac{\Gamma_{\text{int}}}{2}-i\Delta_p}{\omega_p v_{\text{th}}/c} - \frac{\frac{\Gamma_{\text{ryd}}}{2}-i(\Delta_p+\Delta_c)}{(\omega_p-\omega_c)v_{\text{th}}/c}\right)^2 - \frac{{\Omega_c}^2}{\omega_p(\omega_p-\omega_c)v_{\text{th}}^2/c^2}\right)^{1/2}. & (14) \end{cases}$$

该方程虽然相当普适，但难以解释。

我们可以通过一些近似来简化：

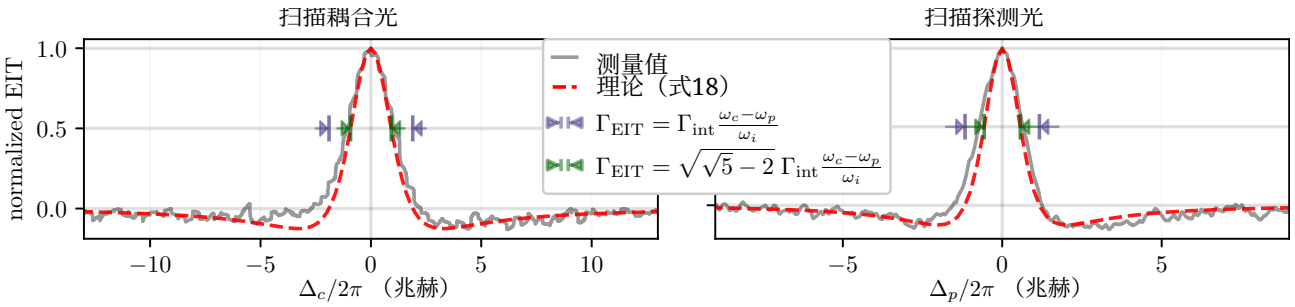

图2. 使用 $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F=4) \rightarrow 48S_{1/2}$ 梯形能级结构扫描耦合光（左）或探测光（右）激光时，双光子电磁感应透明共振的实验线型，原子为 ^{85}铷。式16 给出的理论线型以红色叠加显示，理论与数据之间仅调整了振幅。我们还展示了式3 ($2\pi \times 3.79$ 兆赫扫描 Δ_c 和 $2\pi \times 2.33$ 兆赫扫描 Δ_p)以及式19 ($2\pi \times 1.84$ 兆赫扫描 Δ_c 和 $2\pi \times 1.13$ 兆赫扫描 Δ_p)预测的半高全宽。

- $\left|\frac{\frac{\Gamma_{\mathrm{ryd}}}{2}}{(\omega_p-\omega_c)v_{\mathrm{th}}/c}\right| \ll \left|\frac{\frac{\Gamma_{\mathrm{int}}}{2}}{\omega_p v_{\mathrm{th}}/c}\right|$.
  里德堡态的衰减率远小于中间态的衰减率，因此我们可以在$\frac{\Gamma_{\mathrm{ryd}}}{2} \rightarrow 0$ 方程13 和14中取。

- $|z_i| << 1$。
  由于 $\{\frac{\Gamma_{\mathrm{int}}}{2}, \cancel{\Delta_p}, \Delta_c, \Omega_c\} << v_{\mathrm{th}}/c \cdot \{\omega_p, \omega_p-\omega_c\}$，式14 中的所有分子都远小于分母，因此 $|z_i| \ll 1$，我们可以取误差函数$(z_i) \rightarrow 0$ 以及式$e^{-z_i^2} \rightarrow 1$ 12 中的 。注意，此处 $\omega_p v_{\mathrm{th}}/c$ 表示平均单光子角多普勒频移，量级约为 $2\pi \times 100$若干兆赫。这一近似实质上意味着，电磁感应透明只与速度分布中一小段区域相互作用，而该区域内的分布基本平坦。采用这一近似后，扫描探测光时观测到的宽多普勒背景轮廓便会消失。

然后我们可以将其简化 χ为

$$\chi \propto i \sqrt{\frac{1}{\frac{\Omega_c^2 \omega_p(\omega_c-\omega_p)}{(\frac{\Gamma_{\mathrm{int}}}{2}(\omega_c-\omega_p)-i(\Delta_p\omega_c+\Delta_c\omega_p))^2}+1}}. \tag{15}$$

探测光的吸收与磁化率的虚部成正比。利用几个复数恒等式，我们可以求出虚部：

$$\mathrm{Im}(\chi) \propto \frac{1}{\sqrt{\frac{\Omega_c^2\omega_p(\omega_c-\omega_p)\left((\frac{\Gamma_{\mathrm{int}}}{2})^2(\omega_c-\omega_p)^2-(\Delta_p\omega_c+\Delta_c\omega_p)^2\right)}{\left((\frac{\Gamma_{\mathrm{int}}}{2})^2(\omega_c-\omega_p)^2+(\Delta_p\omega_c+\Delta_c\omega_p)^2\right)^2}+1}}. \tag{16}$$

我们可以将其按 $\Omega_c/\Gamma_{\mathrm{int}}$ 展开：

$$\mathrm{Im}(\chi) \propto 1 - \Omega_c^2 \frac{\omega_p(\omega_c-\omega_p)\left(\left(\frac{\Gamma_{\mathrm{int}}}{2}\right)^2(\omega_c-\omega_p)^2-(\Delta_p\omega_c+\Delta_c\omega_p)^2\right)}{\left(\left(\frac{\Gamma_{\mathrm{int}}}{2}\right)^2(\omega_c-\omega_p)^2+(\Delta_p\omega_c+\Delta_c\omega_p)^2\right)^2} + \mathcal{O}(\frac{\Omega_c}{\Gamma_{\mathrm{int}}})^4. \tag{17}$$

在低耦合功率极限下，我们可以忽略按（$\frac{\Omega_c}{\Gamma_{\mathrm{int}}}$）^{4}缩放的项。此时，EIT信号由方程17中的第二项给出。EIT信号的强度与Ω_c^2成正比，而Ω与耦合激光的功率成正比。电磁感应透明特征的线型可写为

$$\begin{cases} \text{lineshape} = \frac{1-\eta^2}{(1+\eta^2)^2} \\ \eta \equiv \frac{\Delta_p\omega_c+\Delta_c\omega_p}{(\Gamma_{\mathrm{int}}/2)(\omega_c-\omega_p)} \end{cases}. \tag{18}$$

注意，该线型是纯洛伦兹型的，其中包含由$\frac{1-\eta^2}{(1+\eta^2)^2}$ 形式产生的翼部；这些翼部取负值，并以二次方式趋近于零。方程18 在角频率下的半高全宽线宽为

$$\Gamma_{\mathrm{EIT}} = \sqrt{\sqrt{5}-2}\ \Gamma_{\mathrm{int}} \cdot \begin{cases} \frac{\omega_c-\omega_p}{\omega_c} & \text{scanning probe} \\ \frac{\omega_c-\omega_p}{\omega_p} & \text{scanning coupling} \end{cases}. \tag{19}$$

这是方程 $\sqrt{\sqrt{5}-2} \approx \overline{0.486}$ 比方程3低的一个因子，因此所得线型比先前对基本极限的估计窄两倍以上。

实验线型。我们将式18 给出的线型与实验测得的 ^{85}铷（$\Gamma_{int} = 38.1(1)$ 兆赫 [39]，$\omega_p = \frac{2\pi c}{780\text{纳米}}$，$\omega_c = \frac{2\pi c}{480\text{纳米}}$）的线型进行了比较，如图2所示。扫描耦合光和探测光时，我们实验测得的半高全宽线型分别为$2\pi \times 2.04(9)$ 兆赫和 $2\pi \times 1.38(4)$ 兆赫。注意，里德堡态的能量分辨率对应于扫描耦合激光时的线宽。扫描探测光时，该特征窄了 f_p/f_c 倍；然而，通过电磁感应透明特征观测到的里德堡能量的任何频移也会按相同倍数缩放，这由两束激光之间的相对

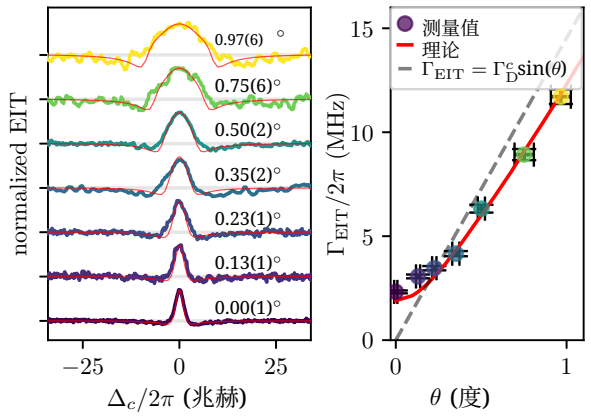

图 3. 双光子电磁感应透明线型的失配展宽。左：不同角度下测得的线型，红色曲线叠加了式 21 的数值计算结果。右：提取的线宽随失准角度的变化关系。

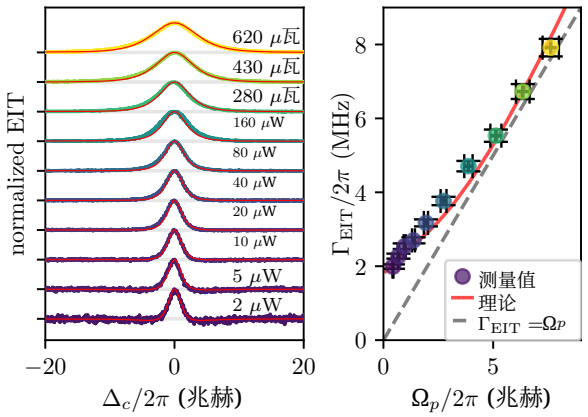

图 4. 双光子电磁感应透明线型的探测光功率展宽。左：不同探测光功率下测量的线型，红色曲线为方程10 的数值计算结果。右：提取的线宽随探测光拉比频率的变化关系。

多普勒频移决定。我们测得的里德堡能级能量分辨率半高全宽因此为 $\hbar \times 2\pi \times 2.04(9)$ 兆赫，比基本极限高出 10%。

失配展宽。实现式（18所示线型的主要障碍，是激光束的 k矢量未能对准，这会使正交速度分量耦合到其中一束光的多普勒频移中，从而显著增大电磁感应透明线宽 [40] 。设 θ 为耦合光束与探测光束之间的夹角。若定义坐标系，使 $v_{\parallel}$ 表示原子沿探测光束方向的速度，$v_{\perp}$ 表示原子垂直于探测光束的速度（位于两束光所定义的平面内），则多普勒频移可写为

$$\begin{cases} \Delta_p' = \Delta_p + \frac{v_{\parallel}}{c} f_p \\ \Delta_c' = \Delta_c - \frac{v_{\parallel}\cos(\theta)}{c} f_c - \frac{v_{\perp}\sin(\theta)}{c} f_c \end{cases} . \tag{20}$$

然后，我们可以将这些代入方程 5，求解方程 4，并对两种速度分布分别积分：

$$\chi = \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} N(v_{\parallel})N(v_{\perp})\chi(v_{\parallel}, v_{\perp})\, dv_{\parallel} dv_{\perp}. \tag{21}$$

虽然难以进行解析计算，但我们通过数值方法求得结果。图 3比较了通过这种方法得到的预期线型和线宽，以及实验测量的线型和线宽。虚线表示一个直观的展宽表达式，即由正交投影得到的多普勒宽度，¨sin($\Gamma_{\rm D}^{\rm c}$（θ），其中 $\Gamma_{\rm D}^{\rm c}$ 是耦合激光的单光子吸收多普勒宽度 [41]:

$$\Gamma_{\rm D}^{\rm c} = 2\sqrt{2\ln(2)}\frac{\omega_c}{c}\sqrt{\frac{k_B T}{m}}. \tag{22}$$

由此可见，为达到多普勒残余线宽极限，探测光与耦合光的 $\theta < 0.1$-矢量必须对准至 $\theta < 0.1$度以内。值得注意的是，这种展宽机制会保留线型的负翼，而大多数其他展宽机制则不会。因此，翼部的存在可作为一种特征，表明光束失准是展宽的主要来源。

功率展宽。观测到受多普勒残余限制的线宽，另一大障碍是探测激光引起的功率展宽。要避免探测光功率展宽，强度必须低于 μW/mm^2 的水平；对于许多实验装置而言，这会使信号低于噪声底（为观测图 2 中的这些线型，需要进行锁相放大，并对约 1000 条迹线取平均）。为表征功率展宽的影响，我们将根据方程 4 数值计算得到的线型，与图 4中不同探测光拉比频率下测量的线型进行比较。值得注意的是，功率展宽仅达约 1 兆赫时，负翼便会消失。此外，功率展宽后的线宽对功率的导数在低功率下并不趋于零，这表明其标度关系不符合传统的线宽平方和行为。

其他展宽机制。为了观测受多普勒残余线宽限制的线型，其他展宽机制造成的展宽不得达到与该线型相当的程度。在表 I中，我们粗略计算了各种展宽机制、由此对实验参数得出的限制，以及绘制图 2中线型时所采用的参数值。

渡越时间展宽源于原子热运动穿越光束所引起的退相干。该展宽可近似为原子在光束中停留时间期望值的倒数。此外，背景磁场会解除角动量投影态的简并，从而导致展宽。塞曼频移对双光子电磁诱导透明线型的影响在文献 [43]中有详细讨论。我们

机制展宽要求（≪∼1兆赫）数值（图2）			
光束失准 $\sim \Gamma_{\mathrm{D}}^{c} \sin\theta$	$\theta \ll\sim 0.07^{\circ}$	$< 0.03^{\circ}$	
功率展宽	$\sim \Omega_p$	$I_p \ll\sim 1.5\ \mu\mathrm{W/mm^2}$	0.05 μ瓦/毫米^2
	$\sim \Omega_c$	$I_c \ll\sim 200$ 毫瓦/毫米^2	1.1 毫瓦/毫米^2
渡越时间	$\sim v_{\mathrm{th}}/\sigma_{\mathrm{beam}}$	$\sigma_{\mathrm{beam}} \gg\sim 0.02$ 毫米	2.5 毫米
塞曼分裂	$\sim \mu_{\mathrm{eff}}\lvert B\rvert/\hbar$	$B \ll\sim 30\ \mu$特斯拉	$< 5\ \mu$T
直流斯塔克效应	$\sim \alpha E^2/\hbar$	$E \ll\sim 0.2$ V/m	未知

表 I. 在 $48S$ 铷的态中达到多普勒残余线宽极限的要求。Ω_p 和 Ω_c 分别为探测光和耦合光的拉比频率，I_p 和 I_c 分别为探测激光和耦合激光的强度，σ_{beam} 为半高全宽光束直径，v_{th} 为原子速度大小的期望值，α为里德堡态的极化率，且 E 和 B 分别为背景电场和磁场强度。偶极矩和极化率使用 ARC Python软件包计算 [42]。

将蒸气池包裹在高磁导率磁屏蔽箔中，并用磁力计测得蒸气池所在位置的磁场低于 5 μT。最后，非均匀直流电场也会引起展宽。虽然我们无法测量蒸气池内部的电场，但我们认为，由于池表面碱金属原子对外部场的屏蔽，蒸气池内部的电场应处于最低水平 [44]。然而，已知耦合激光发出的可见光可通过池表面碱金属原子的光电效应在蒸气池中诱导电荷分布 [45]。这可能是我们所观察到的微小展宽的原因。

方法。 探测光与耦合激光为高斯光束，半高全宽直径分别为 2600×2460 μm和 3380×2420 μm。两束激光均借助电光调制器（EOM）的边带锁定至超低膨胀腔，从而可相对腔模设置任意的频率偏移。为扫描激光，我们扫描了电光调制器的频率。这提供了多次扫描平均所需的重复性。扫描范围由精密波长计验证。为获得足够的信噪比，耦合激光使用声光调制器（AOM）进行斩波，光电探测器的输出则使用一台锁相放大器与声光调制器的振幅进行相位锁定。斩波频率选为33 kHz，使其高于系统的 $1/f$噪声，但低于原子响应和光电探测器的带宽极限。

为了计算图4中的探测光拉比频率，我们根据测量的总功率以及从光束分析相机提取的高斯宽度推算峰值强度。由于探测激光能够分辨超精细F 能级（驱动 $F = 3$ 至 $F' = 4$），但无法分辨投影m_F，因此我们对允许的 m_F 跃迁取均方根平均值，以求得有效拉比频率：

$$\Omega_p = \frac{E_0}{\hbar}\frac{1}{\sqrt{7}}\left|\langle 5P_{3/2}\|d\|5S_{1/2}\rangle\right| \tag{23}$$

$$= 2\pi\cdot\sqrt{I}\left(793600\frac{\mathrm{Hz}}{\sqrt{\mathrm{W/m^2}}}\right), \tag{24}$$

其中，约化偶极矩阵元取自参考文献 [46]，数值为 5.978(4) $e\cdot a_0$。由于高斯光束的每一部分对电磁诱导透明的贡献均与其强度成正比，因此我们将式24 中的强度取为强度加权平均强度，对于高斯光束，该值恰为峰值强度的 1/2。

光束之间的夹角 θ 通过测量光束在≈2 m距离上的发散度，并取位移与测量距离之比的反正切得到。对于图2，将光束限制在 3 m 范围内偏移不超过 1 mm，从而将失准限制在 $\theta < 0.02^{\circ}$。此外，光束也经过准直，使其发散度小于 0.03°。

致谢。
作者感谢 Daniel Hammerland 和 Link Patrick 在本文内部审阅期间提出的建设性意见。本研究由美国国家标准与技术研究院通过芯片上的NIST计划提供支持。本研究为美国政府的一项贡献，在美国不受版权保护。作者声明不存在利益冲突。

数据可用性。 本文中呈现并用于支持本文结论的所有数据均可在 [47] 获取。

[1]C. S. Adams、J. D. Pritchard 和 J. P. Shaffer，里德堡原子量子技术，《物理学杂志B：原子、分子与光学物理》**53**，012002（2019年）。[2] C. T. Fancher、D. R. Scherer、M. C. S. John 和 B. L. S. Marlow，用于通信和传感的里德堡原子电场传感器，《IEEE量子工程汇刊》**2**，1（2021年）。[3] N. Schlossberger、N. Prajapati、S. Berweger、A. P. Rotunno、A. B. Artusio-Glimpse、M. T. Simons、A. A. Sheikh、E. B. Norrgard、S. P. Eckel 和 C. L. Holloway，原子蒸气中碱金属原子的里德堡态：可溯源至国际单位制的电场探针和通信接收器，《自然评论：物理》**6**，606（2024年）。[4] C. L. Holloway、J. A. Gordon、A. Schwarzkopf、D. A. Anderson、S. A. Miller、N. Thaicharoen 和 G. Raithel，利用里德堡原子中的电磁感应透明和 Autler–Townes劈裂实现亚波长成像与场映射，《应用物理快报》**104**，244102（2014）。[5] H. Q. Fan、S. Kumar、R. Daschner、H. K¨ubler 和 J. P. Shaffer，利用原子蒸气室内的里德堡原子实现亚波长微波电场成像，Opt.Lett. **39**，3030（2014）。[6] T. Thiele、J. Deiglmayr、M. Stammeier、J.-A. Agner、H. Schmutz、F. Merkt 和 A. Wallraff，利用里德堡原子对低温表面附近的电场进行成像，《物理评论A》**92**，063425（2015年）。

[7] L. A. Downes、A. R. MacKellar、D. J. Whiting、C. Bourgenot、C. S. Adams 和 K. J. Weatherill，利用原子蒸气以千赫兹帧率进行全场太赫兹成像，《物理评论X》10，011027（2020年）。[8] N. Schlossberger、T. McDonald、K. Su、R. Talashila、R. Behary、C. L. Patrick、D. Hammerland、E. E. Mikhailov、S. Aubin、I. Novikova、C. L. Holloway 和 N. Prajapati，利用里德堡原子通过光片荧光成像对电磁场进行二维成像，Opt. Lett. 50，7312（2025年）。[9] R. Behary、K. Su、N. DeStefano、M. Vorobiov、T. Averett、A. Camsonne、S. Zhang、C. T. Fancher、N. Malvania、E. E. Mikhailov、S. Aubin 和 I. Novikova，通过量子相干电场成像表征电子束，《物理评论研究》7，L042042（2025年）。[10] D. A. Anderson、R. E. Sapiro 和 G. Raithel，用于调幅和调频无线电通信的原子接收器，IEEE 天线与传播汇刊 69，2455（2021年）。[11]C. L. Holloway、M. T. Simons、J. A. Gordon 和 D. Novotny，利用基于里德堡原子的接收器检测和接收相位调制信号，IEEE 天线与无线传播快报 18，1853（2019年）。[12] N. Schlossberger、T. McDonald、N. Prajapati 和 C. L. Holloway，里德堡原子接收手持式超高频调频双向无线电，《物理评论应用》25，024031（2026年）。[13] W. J. Watterson、N. Prajapati、R. Castillo-Garza、S. Berweger、N. Schlossberger、A. Artusio-Glimpse、C. L. Holloway 和 M. T. Simons，利用里德堡原子接收器的成像雷达，《应用物理快报》127，161101（2025年）。[14] M. Chen、T. Mao、Z. Zhu、H. Feng、G. Gao、Z. Wu、W. Xiao、Z. Li 和 D. Zheng，利用里德堡原子接收器进行高分辨率量子传感：原理、实验与未来展望（2025年）。[15] N. Schlossberger、R. Talashila、N. Prajapati 和 C. L. Holloway，通过玻璃蒸气池中驻波的里德堡原子荧光成像检测射频波的到达角，《物理评论应用》24，024056（2025年）。[16] V. D. Ovsiannikov、A. Derevianko 和 K. Gibble，光学晶格中的里德堡光谱：原子钟的黑体辐射测温，《物理评论快报》107，093003（2011年）。[17] D. S. La Mantia、M. Lei、N. Prajapati、N. Schlossberger、M. T. Simons、C. L. Holloway、J. Scherschligt、S. P. Eckel 和 E. B. Norrgard，紧凑型黑体辐射原子传感器：利用蒸气池中的光激发原子测量温度，《物理评论应用》23，044037（2025年）。[18] N. Schlossberger、A. P. Rotunno、S. P. Eckel、E. B. Norrgard、D. Manchaiah、N. Prajapati、A. B. Artusio-Glimpse、S. Berweger、M. T. Simons、D. Shylla、W. J. Watterson、C. Patrick、A. Meraki、R. Talashila、A. Younes、D. S. La Mantia 和 C. L. Holloway，利用冷原子里德堡态中的诱导态转移，对毫米波黑体辐射进行一级量子测温，《物理评论研究》7，L012020（2025年）。[19] C. L. Holloway、J. A. Gordon、S. Jefferts、A. Schwarzkopf、D. A. Anderson、S. A. Miller、N. Thaicharoen 和 G. Raithel，用于可溯源至国际单位制的自校准测量的宽带里德堡原子电场探针，IEEE 天线与传播汇刊 62，6169（2014）.

[20] 摄氏度Holloway、M. T. Simons、M. D. Kautz、A. H. Haddab、J. A. Gordon 和 T. P. Crowley，《量子电源标准：利用里德堡原子实现矩形波导中可溯源至国际单位制的射频功率测量技术》，《应用物理快报》113，094101（2018）。[21] D. A. Anderson、R. E. Sapiro 和 G. Raithel，《一种自校准、可溯源至国际单位制的基于里德堡原子的射频电场探测器和测量仪器》，IEEE 天线与传播汇刊 69，5931（2021）。[22] C. Teale、J. Sherman 和 J. Kitching，《简并双光子里德堡原子电压基准》，《AVS量子科学》4，024403（2022）。[23] J. A. Sedlacek、A. Schwettmann、H. K¨ubler、R. L¨ow、T. Pfau 和 J. P. Shaffer，《利用明亮原子共振在蒸气池中进行里德堡原子微波电测量》，《自然·物理》8，819（2012）。[24] K.-J. Boller、A. Imamo˘glu 和 S. E. Harris，《电磁感应透明的观测》，《物理评论快报》66，2593（1991）。[25] M. Fleischhauer、A. Imamoglu 和 J. P. Marangos，《电磁感应透明：相干介质中的光学现象》，《现代物理评论》77，633（2005）。[26] R. Finkelstein、S. Bali、O. Firstenberg 和 I. Novikova，《原子蒸气中电磁感应透明的实用指南》，《新物理学杂志》25，035001（2023）。[27] R. Daschner, *Addressable Rubidium vapor cells for optical and electrical read-out of Rydberg excitations*，博士论文，斯图加特大学，斯图加特，德国（2015），5 ¨ 2015，。斯195图加特大学物理研究所，页码。[28]J. P. Shaffer 和 H. K¨ubler，《利用里德堡原子增强微波电场传感的读出》，载于 *Quantum Technologies 2018*，第10674卷，J. Stuhler、A. J. Shields 和 M. J. Padgett 编，国际光学与光子学学会（SPIE，2018），第106740C页。[29]S. M. Bohaichuk、F. Ripka、V. Venu、F. Christaller、C. Liu、M. Schmidt、H. K¨ubler 和 J. P. Shaffer，《具有窄线宽的三光子里德堡原子射频传感方案》，Phys. Rev. Appl. 20，L061004（2023）。[30] N. Prajapati、N. Bhusal、A. P. Rotunno、S. Berweger、M. T. Simons、A. B. Artusio-Glimpse、Y. Ju Wang、E. Bottomley、H. Fan 和 C. L. Holloway，《双光子与三光子里德堡电测量的灵敏度比较》，《应用物理学杂志》134，023101（2023）。[31] H. Zhang、Y. Ma、K. Liao、W. Yang、Z. Liu、D. Ding、H. Yan、W. Li 和 L. Zhang，《用于计量学、通信和混合量子系统的里德堡原子电场传感》，《科学通报》69，1515（2024）。[32] M. Schmidt、S. Bohaichuk、V. Venu、F. Christaller、C. Liu、F. Ripka、H. K¨ubler 和 J. P. Shaffer，《基于里德堡原子的射频传感器：幅度区间传感》，Opt. Express 32，27768（2024）。[33] M. Lei、S. P. Eckel、E. B. Norrgard、N. Prajapati、A. B. Artusio-Glimpse、M. T. Simons 和 C. L. Holloway，《铷里德堡能级的碰撞展宽：对蒸气池制造的结论》，Phys. Rev. Appl. 23，034028（2025）。

[34] N. Prajapati、A. Artusio-Glimpse、S. Berweger、M. T. Simons、N. Schlossberger、D. Shylla、W. Watterson、D. Manchaiah 和 C. L. Holloway，《里德堡原子电测量：灵敏度和带宽的最新改进》，载于*2024 International Symposium on Electromagnetic Compatibility – EMC Europe* 2024 323 328（），第–页。[35] F. Ripka、H. Amarloo、J. Erskine、C. Liu、J. Ramirez-Serrano、J. Keaveney、G. Gillet、H. K¨ubler 和 J. P. Shaffer，《里德堡原子电测量中由应用驱动的问题》，载于*Optical and Quantum Sensing and Precision Metrology* 11700,，第卷，由 S. M. Shahriar 和 J. Scheuer 编，国际光学与光子学学会（SPIE，2021），第117002Y页。[36] F. Ripka、C. Lui、M. Schmidt、H. Kubler 和 J. P. Shaf-fer，《基于里德堡原子的射频电测量：超精细效应》，载于*Optical and Quantum Sensing and Precision Metrology II* 12016,，第卷，由 J. Scheuer 和 S. M. Shahriar 编，国际光学与光子学学会（SPIE，2022），第120160I页。[37] R. Duverger，*Métrologie de champs électromagnétiques RF par spectroscopie de depletion du piège à partir d'atomes froids de Rydberg*´，博士论文，巴黎-萨克雷大学（2024）。[38] J. Gea-Banacloche、Y.-q. Li、S.-z. Jin 和 M. Xiao，《阶梯型非均匀展宽介质中的电磁感应透明：理论与实验》，《物理评论A》51，576（1995）。[39] R. F. Gutterres、C. Amiot、A. Fioretti、C. Gabbanini、M. Mazzoni 和 O. Dulieu，《通过铷（ ^{87}Rb$5p$ ）长程态的光缔合光谱测定铷$_2$ 0_g^-（$P_{3/2}$）态的偶极矩阵元和辐射寿命》，《物理评论A》66，024502（2002）。[40] K. Su、R. Behary、S. Aubin、E. E. Mikhailov 和 I. Novikova，《双光子里德堡电磁诱导透明共振》非共线光束配置，《J. Opt. Soc. Am. B》42，757（2025年）。[41] S. Hooker 和 C. Webb，*Laser Physics*，《牛津物理学大师系列》（OUP Oxford，2010）。[42] N. ˇSibali´c、J. Pritchard、C. Adams 和 K. Weatherill，Arc：用于计算碱金属里德堡原子特性的开源库，《Computer Physics Communications》220，319（2017）。[43] N. Schlossberger、A. P. Rotunno、A. B. Artusio-Glimpse、N. Prajapati、S. Berweger、D. Shylla、M. T. Simons 和 C. L. Holloway，具有可调谐共振和单一跃迁偶极矩的里德堡原子中的塞曼分辨的奥特勒-汤斯分裂，《物理评论A》109，L021702（2024年）。[44] Y.-Y. Jau 和 T. Carter，用于检测低于 1 kHz 频率的蒸气池原子电测量，《Phys. Rev. Appl.》13，054034（2020年）。[45] L. Patrick、N. Schlossberger、D. F. Hammerland、N. Prajapati、T. McDonald、S. Berweger、R. Talashila、A. B. Artusio-Glimpse 和 C. L. Holloway，用于基于里德伯原子的传感器的玻璃蒸气池中感应表面电荷分布效应的成像，《AVS量子科学》7，024401（2025年）。[46] R. H. Leonard、A. J. Fallon、C. A. Sackett 和 M. S. Safronova，^{87}Rbd-线零点波长的高精度测量，《物理评论A》92，052501（2015年）。[47] N. Schlossberger，与“热里德伯阶梯中电磁感应透明的基本线宽极限”相关的数据。美国国家标准与技术研究院（2026年），数字对象标识符：10.18434/mds2-4115,