arXiv:2601.10575v1 [physics.atom-ph] 15 Jan 2026

电光频率梳多普勒测温

SEAN M. BRESLER,[1, 2, 4] ERIN M. ADKINS,[3] STEPHEN P. ECKEL,[1] TOBIAS K. HERMAN,[1] DAVID A. LONG,[1] BENJAMIN J. RESCHOVSKY[1]和 DANIEL S. BARKER[1, 5]

[1]美国国家标准与技术研究院物理测量实验室，美国马里兰州盖瑟斯堡 *20899*[2]马里兰大学化学系，美国马里兰州大学公园市 *20742*[3]美国国家标准与技术研究院材料测量实验室，美国马里兰州盖瑟斯堡 *20899*[4]*sean.bresler@nist.gov*[5]*daniel.barker@nist.gov*

摘要： 我们展示了一种基于直接光学频率梳光谱学的多普勒温度计，使用啁啾电光频率梳（EOFC）测量 ^{85}Rb蒸气。直接EOFC多普勒温度计的准确度在其约 1 K 的统计不确定度范围内。我们通过实验将直接EOFC光谱学与采用单频步进扫描激光探针的传统多普勒光谱学进行了比较。结果表明，直接EOFC光谱学能够减轻渡越诱导光抽运对原子线型造成的畸变；这种畸变是碱金属原子多普勒测温中占主导地位的系统温度偏移。对传统和直接EOFC多普勒光谱学进行的光学布洛赫方程模拟证实，EOFC光谱学可以使用更高的光功率来降低统计噪声，同时避免光抽运畸变。我们的结果表明，EOFC多普勒测温是实现一级温度计的一种很有前景的方法，其尺寸和测量速率足以满足药品制造和核废料监测等应用的需求。

1. 引言

受2019年国际单位制重新定义的推动，人们日益致力于开发基于一级测量方法的便携、稳定且易于制造的温度计 [1, 2]。目前正在研究的方案包括约翰逊噪声测温 [3], 、量子关联测温 [4], 和多普勒展宽测温 [5]。所有方案的目标都是研制出测量速率足够快、体积足够小且不确定度足够低，适用于工业和计量应用的温度计。这三个目标——快速、小巧、准确——通常相互冲突。例如，近期展示的量子关联温度计体积小且准确，但必须平均约 100 s，才能达到约10 K的不确定度（在300 K [4]附近）。多普勒测温可以兼具快速和准确，但要获得足够的吸收，往往需要大型蒸气池。特别是，采用分子气体进行多普勒测温通常需要长度达到10 cm或更长的蒸气池 [6–9]。

要实现尺寸仅为几毫米、可与铂电阻温度计相媲美的多普勒温度计，可能需要使用原子气体。由于原子气体在低蒸气压下也能表现出强烈的光吸收 [10, 11], , 原子多普勒温度计采用毫米级蒸气池后仍可保持足够大的吸收。基于铷、铯和汞的实验室规模多普勒温度计均已证明，其不确定度足以满足许多应用的要求 [5, 10, 12, 13]。值得注意的是，已经有人制备出了具有高吸收率的毫米级铷、铯等碱金属微加工蒸气池，但据我们所知，它们尚未被用于多普勒测温 [14–16]。

基于碱金属的多普勒温度计面临的一个特殊问题是渡越诱导的线型畸变 [17, 18]。渡越诱导畸变源于光抽运使原子进入

对光谱学激光器透明的态。碱金属原子会出现此类透明态，因为光谱学激光器仅与原子某一超精细基态出发的跃迁共振。当原子穿过激光束时，其所经历的光抽运程度取决于激光强度以及原子在光束中的渡越时间。与麦克斯韦-玻尔兹曼速度分布卷积后，光抽运会使吸收线型偏离预期的 Voigt 轮廓 [17, 18]。

渡越诱导畸变会导致原子蒸气温度的系统性低估，即使激光强度不高，这也是占主导地位的系统偏移 [5, 12, 18, 19]。用于修正温度偏移的超越 Voigt 的拟合模型属于微扰模型，因此仅在低强度下准确 [12, 18]。因此，基于碱金属的多普勒温度计面临另一种权衡：提高激光强度可在光子散粒噪声受限时加快平均，但会增大测得温度的系统不确定度，从而损害准确度。因此，找到一种既能加快平均、又不损害准确度的探测策略，成为研制可部署多普勒温度计的重要目标。

在此，我们展示了使用啁啾电光频率梳（EOFC）进行原子多普勒测温。在啁啾 EOFC 中，电光调制器（EOM）由一个重复进行频率啁啾的正弦波以较弱的强度驱动 [20, 21]。与过驱动电光频率梳不同 [22], , 啁啾 EOFC 中的 EOM 会在光谱学光束上产生 1 阶调制边带，同时将高阶边带保持在远低于检测限的水平。对多个频率啁啾周期进行平均后，EOM 输出形成光学频率梳，其梳齿间隔由频率啁啾重复率决定。梳齿为拟合和温度提取提供精确的频率标尺（见第 2 节）。

啁啾 EOFC 在直接探测原子蒸气时，可显著减小渡越诱导畸变。由于 EOFC 的重复频率高于自然衰减率，原子穿过光谱学光束时不会与其达到平衡态。对光抽运过程进行的光学布洛赫方程模拟表明，渡越诱导畸变只会在平衡态下出现（见第 3 节）。因此，直接EOFC多普勒测温不会受到渡越诱导畸变的影响。我们在第 4 节通过实验将直接EOFC多普勒测温与传统多普勒测温在 D_2 线的 ^{85}Rb 上进行比较，证实了渡越诱导畸变不存在。我们的结果表明，直接EOFC多普勒温度计可使用较高光功率，在没有系统偏移的情况下获得较高信噪比，从而以高于传统多普勒温度计的速率实现低不确定度温度测量。

2. 装置

我们通过测量 ^{85}Rb 蒸气的温度，检验啁啾 EOFC 光谱学用于原子多普勒测温的方法。图 1 展示了我们的多普勒光谱学装置。用于啁啾 EOFC 光谱学和传统步进扫描光谱学的光分别由两台 780纳米激光器产生，我们分别将它们称为梳状探测激光器和扫描探测激光器。带宽为 3 nm （半高全宽）的光学带通滤光片可滤除两台激光器的放大自发辐射。梳状探测激光器通过对铷的频率调制亚多普勒光谱学进行频率稳定，跃迁记为 $|5^2S_{1/2}\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}\rangle$，见图 1(c)。扫描探测激光器通过光学锁相环（OPLL）与梳状探测激光器进行偏移锁定。

我们的 EOFC 生成系统如图 1（a）所示，与参考文献 [20,21, 23, 24] 中所述的系统类似。在该系统中，我们先将梳状探测激光器发出的光通过声光调制器（AOM）进行强度稳定，然后将其耦合进光纤并传输至 EOFC 生成系统。光纤分束器将光分为梳状光路和本地振荡器（LO）光路。数模转换器（DAC）以重复的线性频率啁啾对梳状光路中的电光调制器（EOM）进行弱驱动，使 ± 1阶边带相对于

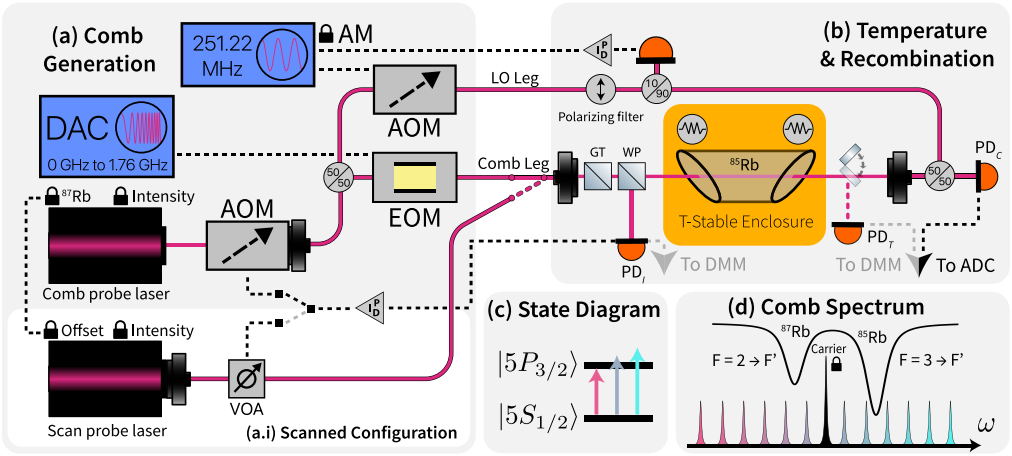

图 1. 装置与测量方案示意图：(a) 电光频率梳（EOFC）生成系统和扫描探测激光器（见 (a.i)），(b) 温度测量和电光频率梳重组装置，(c) 铷 D_2 线的态示意图，(d) 电光频率梳光谱及相关的铷超精细跃迁。缩写——ADC：模数转换器，AM：振幅调制，AOM：声光调制器，DAC：数模转换器，DMM：数字万用表，EOM：电光调制器，GT：格兰-汤普森偏振器，LO：本地振荡器，PD：光电二极管，PID：比例-积分-微分控制器，VOA：可变光衰减器，WP：沃拉斯顿棱镜。图中以分束立方体表示格兰-汤普森偏振器和沃拉斯顿棱镜。

载波在时间 t 处为

$$\Delta(t) = \pm\left(\Delta_0 + \Delta_m (t \bmod t_{\mathrm{rep}})/t_{\mathrm{rep}}\right), \tag{1}$$

其中， Δ_0 是数模转换器输出正弦波的最小角频率， Δ_m 是频率啁啾的角频率振幅， $1/t_{\mathrm{rep}}$ 是啁啾重复频率。对多个啁啾取平均后，式（1）将电光调制器的光输出转换为跨度为 $2\Delta_m$ 、梳齿间隔为 $2\pi/t_{\mathrm{rep}}$的光学频率梳。梳齿源自一阶相位调制，因此功率都较低。延长平均时间可降低频率不确定度，缩短平均时间则可提高时间分辨率。我们选择 $\Delta_0 = 2\pi \times 10.56$ MHz、$\Delta_m = 2\pi \times 1.7$ GHz、$1/t_{\mathrm{rep}} = 10.56$ MHz，平均时间为 0.5 s。数模转换器的数据时钟速率为每秒 5.407×10^9 个采样点，高于 $(\Delta_0 + \Delta_m)/\pi$。重要的是，$2\pi/t_{\mathrm{rep}} \approx 6.6 \times 10^7\ \mathrm{s}^{-1}$ 大于铷 $|5\,^2S_{1/2}\rangle \rightarrow |5\,^2P_{3/2}\rangle$ 跃迁 [25]的自然衰减率 $\Gamma \approx 3.811 \times 10^7\ \mathrm{s}^{-1}$。

为读取 EOFC 光谱，我们在快速光电二极管（PD_C，见图1（b））上，将 EOFC 光与来自本地振荡器光路的光进行干涉，以执行外差测量。快速 PD 将本振光与 EOFC 之间的光学拍频转换为电子信号，并由快速模数转换器（ADC）以每秒 3×10^9 个样本的速率记录。ADC 的模拟带宽低于其奈奎斯特频率，因此不会检测到 DAC 产生的高频伪影。本地振荡器光路中的光经过声光调制器（AOM），频移 251.22 MHz。本地振荡器光路中 AOM 的驱动频率与 $1/t_{\mathrm{rep}}$ 不成整数比，从而确保由 +1阶和 −1阶梳齿产生的电子信号处于不同频率。对本地振荡器光路中 AOM 的射频驱动振幅进行比例-积分-微分（PID）反馈，以稳定本振光强。

为进行直接EOFC多普勒测温，我们测量啁啾 EOFC 光透过布儒斯特角切割铷蒸气池后的透射率。该蒸气池内含同位素

纯化的 ^{85}Rb，长度为75 mm，并封装在温度稳定铝制支架中。两支经过校准的工业铂电阻温度计 (PRT) 记录支架的温度，该温度通过电阻加热器稳定在298.150(15) K 。（本文中，括号内的数值均表示标准不确定度。）蒸气池温度的不确定度由铝制支架上的 15 mK 温度梯度决定，因为3 mK 的铂电阻温度计校准不确定度可以忽略不计。EOFC 光被准直为半径为$1/e^2$ 的光束，0.8 mm，经格兰-汤普森偏振器偏振后，由沃拉斯顿棱镜按50:50 比例分束。棱镜一个输出端的 EOFC 光形成探测光束，透过蒸气池后通过光纤耦合至光电二极管$_C$，并在此处与本振光发生干涉。棱镜另一个输出端的 EOFC 光由工作于光伏模式的光电二极管检测（图$_1$ 中的光电二极管1(b)），该光电二极管通过向梳状探测激光器输出端的声光调制器施加 PID反馈，稳定 EOFC 光强度，见图1(a)。

我们通过在三种条件下记录 EOFC功率谱，计算 ^{85}Rb 蒸气的透射率。首先，我们通过饱和吸收光谱将梳状探测激光器锁定到 ^{87}Rb 的 $|5^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow |5^2P_{3/2}, F' = 3$ 跃迁上（其中，F 和 F' 分别是基态和激发态的总角动量量子数）。图 1 中未显示饱和吸收光谱装置。^{87}Rb $|5^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow |5^2P_{3/2}, F' =$3 锁定点使 EOFC光与 ^{85}Rb 从 $|5^2S_{1/2}, F = 3$ 到$|5^2P_{3/2}$ 的跃迁共振（见图 1(c) 和图 1(d)），因此记录的光谱测量的是共振附近透过蒸气的功率。其次，我们将梳状探测激光器锁定到 Rb 的

1 $F' = 2$ ^{87} ^{87} $F = 1$ $|5^2S_{1/2}\ F =, F' = 2$

$\rightarrow |5^2P_{3/2},$ 跃迁上。Rb 的 $|5^2S_{1/2},$ $\rightarrow |5^2P_{3/2},$ 锁定点使 EOFC光远离任何 ^{85}Rb 跃迁的共振，因此记录的光谱测量的是非共振条件下透过蒸气的功率，我们将其用作入射到蒸气上的功率的替代量。第三，我们阻断通往 PD$_C$ 的 EOFC光和本振光，因此记录的光谱测量的是 PD$_C$ 的暗电流背景。我们从共振和非共振光谱中减去暗谱。于是，^{85}Rb 蒸气透射率 T 等于扣除背景后的共振光谱与非共振光谱之比。

为了通过传统的阶梯扫描测量蒸气透射率 [10, 12], ，我们将 EOFC光替换为来自扫描探测激光器的光，见图 1(a)和图1(a.i)。我们将梳状探测激光器锁定到 $|5^2S_{1/2}$、$F = 1$ $\rightarrow |5^2P_{3/2}$、$F' = 1$跃迁，并通过改变扫描探测激光器相对于梳状探测激光器的频率偏移，使其跨越从 ^{87}Rb ^{85}、$|5^2S_{1/2}$基态出发的跃迁进行扫描。光电二极管同步测量入射到蒸气池和透过蒸气池的功率（分别为图1(b)中的 PD $F = 3$和 PD$_1$ ）。我们以光伏模式工作，使暗电流最小化。通过 PD$_T$，利用 PID反馈控制电压可变光衰减器，还可以稳定入射到蒸气池的功率，见图1(a.i)。两个光电二极管的电流输出均通过高线性度跨阻放大器转换为电压，并由 6.5位数字万用表进行数字化。为校正光电二极管的暗电流，我们在遮挡入射激光束的情况下测量两个 PD$_1$ 和 PD$_1$ 的信号。对于阶梯扫描，我们根据扣除暗电流后的 PD 信号之比计算 T。

3. 模拟

为理解渡越诱导畸变，我们使用光学布洛赫方程 (OBEs) [26, 27]模拟原子穿过光谱激光束时的光抽运过程。我们采用了先前研究多普勒测温中渡越诱导畸变的方法 [17, 18], , 其中使用简化的 Λ 型能级结构研究光抽运过程。我们将三个能级标记为 $|g$、$|d$ 和 $|e$。激发态 $|e$ 以铷 $|5^2S_{1/2} \rightarrow |5^2P_{3/2}$ 跃迁的自然衰减率 Γ 衰减，态 $|g$ 和 $|d$ 之间的分支比为 1/2。强度为 I_{ge} 的光谱学激光器以拉比频率 $\Omega = \Gamma\sqrt{s}/2$ 将 $|g$ 与 $|e$ 耦合，其中 $s = I_{ge}/I_{\text{sat}}$ 是饱和参数，I_{sat} 是 $|g \rightarrow |e$ 跃迁的饱和强度。我们将光谱激光束建模为平顶光束，其半径与

的$1/e^2$我们实验中激光束的半径相匹配（见第2节）。

我们利用 $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ 跃迁的瞬时散射率计算畸变线型，该散射率由密度矩阵 ρ_{ge} 的非对角元的虚部给出。对于阶梯扫描模拟，我们固定光谱激光失谐 Δ，并对激光束中心处的静止原子的光学布洛赫方程进行数值积分，以求得积分时间 t 时的 $\mathrm{Im}[\rho_{ge}(s, \Delta, t)]$。为生成线型 $\mathrm{Im}[\rho_{ge}(s, \Delta)]$,，我们针对不同的 Δ 重复模拟，并对原子在激光束中的驻留时间分布进行平均。我们根据激光束半径以及垂直于激光束方向的麦克斯韦-玻尔兹曼分布的原子速度，按照参考文献 [28] 中的方法计算驻留时间分布函数 $\mathrm{H}(t)$。因此，线型可表示为

$$\mathrm{Im}[\rho_{ge}(s,\Delta)] = A\int_0^{t_{\max}} \mathrm{Im}[\rho_{ge}(s,\Delta,t)]\mathcal{H}(t)dt, \tag{2}$$

其中 A 为归一化常数，$t_{\max}$ 为光学布洛赫方程积分的最大时间。我们选择 $t_{\max}$，使得 $\mathrm{H}(t_{\max}) \approx 0$。当 $s = 0$ 时，$\mathrm{Im}[\rho_{ge}(s = 0, \Delta)] = A/(1 + 4\Delta^2/\Gamma^2)$ 即为预期的洛伦兹线型。

对于 EOFC 模拟，激光失谐量为 $\Delta(t) = \Delta_0 + \Delta_m(t \bmod t_{\mathrm{rep}})/t_{\mathrm{rep}}$。我们取 Δ_0、Δ_m 和 t_{rep}，使其符合实验条件（见第 2 节）。因此，对激光束中心处的静止原子进行光学布洛赫方程数值积分，可得到 $\mathrm{Im}[\rho_{ge}(s,t)]$,，其中包含所有 Δ 的信息。随后，我们使用离散傅里叶变换构建 $\mathrm{Im}[\rho_{ge}(s,t)]$ 的功率谱，同时对 $\mathrm{H}(t)$ 进行平均。得到的功率谱为

$$\mathrm{Im}[\rho_{ge}(s,\omega)] = A\left|\sum_{n=0}^{n=t_{\max}/\delta t} \mathcal{H}(n\delta t)\mathrm{Im}[\rho_{ge}(s,n\delta t)]e^{i\omega n\delta t}\right|^2, \tag{3}$$

其中，n 为整数，i 为虚数单位，A 为归一化常数，δt 为光学布洛赫方程模拟的采样间隔。由于激光失谐量具有周期性，当 ω 为 $1/t_{\mathrm{rep}}$ 的整数倍时，$\mathrm{Im}[\rho_{ge}(s, \omega)]$ 会出现尖锐峰值，我们使用峰值查找算法提取这些峰值。随后，模拟得到的 EOFC 线型为 $\mathrm{Im}[\rho_{ge}(s, \Delta)] = \mathrm{Im}[\rho_{ge}(s, \omega)]|_{\omega=n/t_{\mathrm{rep}}}$。

我们通过计算 $\mathrm{Im}[\rho_{ge}(s,\Delta)]$ 与 $\mathrm{Im}[\rho_{ge}(s = 0,\Delta)]$之差，确定渡越诱导畸变的大小。图 2 展示了阶梯扫描和 EOFC 光谱学中 $\mathrm{Im}[\rho_{ge}(s,\Delta)] - \mathrm{Im}[\rho_{ge}(s = 0,\Delta)]$随 s 变化的情况。图 2(a) 中的阶梯扫描模拟表明，即使饱和参数低于 $s = 10^{-3}$，仍存在显著的渡越展宽和畸变。当与高斯速度分布卷积时，自然线型畸变会使透射光谱偏离纯沃伊特模型。渡越诱导畸变会导致畸变透射光谱的沃伊特模型拟合残差出现振荡，并使拟合温度发生系统偏移，详见第 4 节。图 2(b) 中的 EOFC 模拟显示，只有当饱和参数大于 $s = 1$ 时才会出现显著畸变。直接 EOFC 多普勒温度计可以使用具有 $s \geq 10^{-2}$ 的光谱激光束，而无需通过超越沃伊特线型模型 [17, 18] 来减轻系统温度偏移。

4. 实验结果

我们通过使用直接电光频率梳和步进扫描多普勒光谱测量 ^{85}铷蒸气的温度，验证了第 $|5^2S_{1/2}\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}\rangle$ 跃迁 [10, 19]

$$\mathcal{T}(\omega) = \left(a_0 + a_1(\omega - \omega_{3,4}) + a_2(\omega - \omega_{3,4})^2\right) e^{-\sum_j \mathcal{A}_j \sum_F \sum_{F'} S_{F,F'} V(\omega - \omega_{F,F'}, \delta_D)}, \tag{4}$$

其中 $\omega_{F,F'}$ 是 $|5^2S_{1/2}, F\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F'\rangle$ 跃迁的共振频率，$j = 85, 87$ 表示铷同位素，$\mathrm{A}j$ 是同位素 j 的吸收前因子，$S_{F,F'}$ 是相对

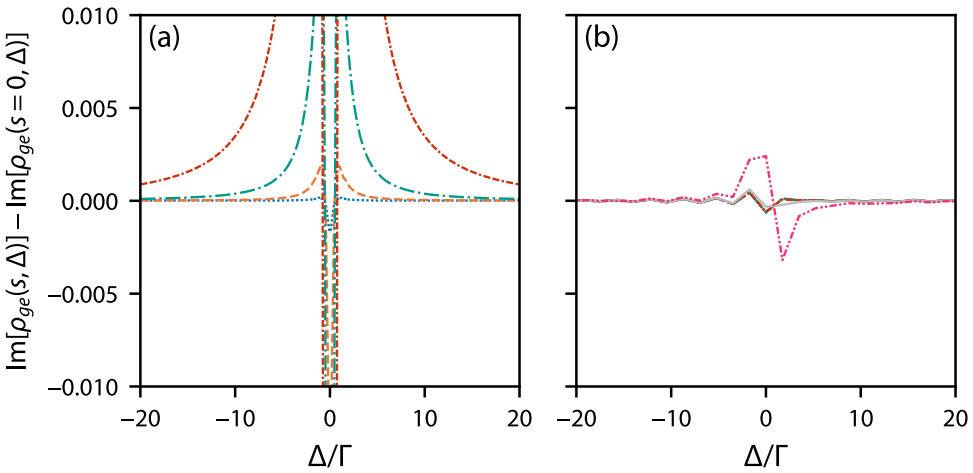

图2. （a）步进扫描光谱学和（b）直接EOFC光谱学中畸变线型与洛伦兹线型之间的差异。对于 $s = 10^{-4}$ （蓝色，点线）、 $s = 10^{-3}$ （橙色，虚线）、 $s = 10^{-2}$ （青色，点划线）、 $s = 10^{-1}$ （红色，双点划线）、 $s = 1$ （灰色，实线）和 $s = 10$（洋红色，点-划-点线），展示了渡越诱导畸变的影响。

跃迁强度， $V(\omega - \omega_{F,F'}, \delta_D)$ 是 $|5^2S_{1/2}, F \rightarrow |5^2P_{3/2}, F'$ 跃迁的 Voigt 轮廓，其多普勒宽度为 δ_D 的 $1/e$ 。系数 a_0、 a_1 和 a_2 用于描述由较大的自由光谱范围寄生光学标准具 [10, 12] 引起的透射基线变化。在拟合中，我们将 $V(\omega - \omega_{F,F'}, \delta_D)$ 的洛伦兹线宽固定为铷$|5^2S_{1/2} \rightarrow |5^2P_{3/2}$ 跃迁的自然衰减率 Γ。拟合后，温度为

$$T = \frac{mc^2}{2k_B\omega_0^2}\delta_D^2, \tag{5}$$

其中， m 是铷原子的质量， ω_0 是 ^{85}Rb $|5^2S_{1/2} \rightarrow |5^2P_{3/2}$跃迁的共振频率， c 是光速， k_B 是玻尔兹曼常数。

图 3 展示了多普勒光谱示例及其依据公式 (4) 得到的拟合结果。图 3(a) 中的阶梯扫描光谱具有探测光束饱和参数 $s = I/I_{\text{sat}} \approx 0.1$，其中 $I_{\text{sat}} = 1.669\ \text{mW/cm}^2$ 是 $|5^2S_{1/2} \rightarrow |5^2P_{3/2}$ 跃迁 [25]的最低饱和强度。在如此高的饱和参数下，原子穿过探测光束时发生的光抽运会使自然原子线型偏离沃伊特模型公式 (4) 所假定的纯洛伦兹线型。渡越诱导畸变会在拟合残差（定义为数据减去最佳拟合结果，见图 3(b)）中产生特征性振荡，并导致拟合温度 T 系统性地低于蒸气的实际温度 [12]。阶梯扫描较高的信噪比还使我们能够检测到蒸气池中 ^{87}Rb 的微小相对丰度（约为 0.2 %），它在图 3(b) 中 $(\omega - \omega_{3,4})/2\pi \approx -1200$ MHz 附近形成了一个特征。对于图 3(c) 中的直接电光频率梳光谱，一阶电光边带的瞬时饱和参数为 $s \approx 0.4$。$(\omega - \omega_{3,4})/2\pi \approx -800$ MHz 附近的离群点由电光频率梳载波引起，未纳入公式 (4) 的拟合。电光频率梳光谱的拟合残差中并未明显显现渡越诱导畸变（见图 3(d)）。即使残差中无法分辨出渡越诱导畸变，它仍会使拟合温度发生系统性偏移；我们通过使用参考文献 [17, 18]的模型模拟带噪声的畸变光谱，并依据公式 (4) 进行拟合，验证了这一点。我们还注意到，EOFC 光谱无法分辨由

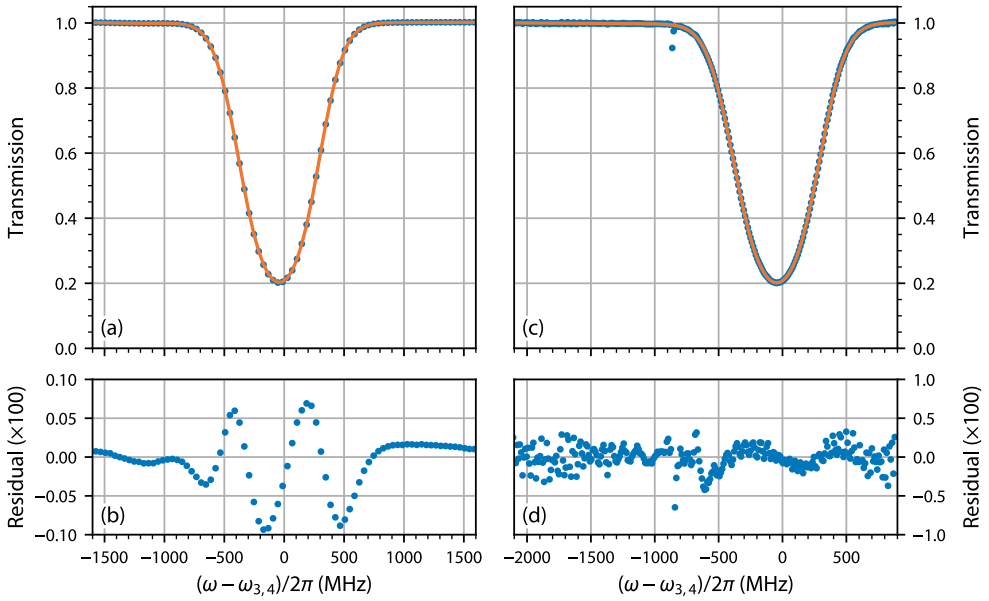

图 3. 示例阶梯扫描和直接 EOFC 多普勒光谱。(a) $s \approx 0.1$ 处的阶梯扫描透射光谱（蓝色点）及沃伊特模型拟合结果（橙色线）。(b) (a) 中拟合结果和光谱的残差。(c) $s \approx 0.4$ 处的直接 EOFC 透射光谱（蓝色点）及沃伊特模型拟合结果（橙色线）。(d) (c) 中拟合结果和光谱的残差。(b) 和 (d) 中的残差采用了不同的纵轴刻度。(b) 中 $(\omega - \omega_{3,4})/2\pi \approx -1200$ MHz 附近的特征源于蒸气池中少量 ^{87}Rb的相对丰度（见正文）。

微量 ^{87}Rb 丰度引起的吸收。

我们通过获取不同探测光强下的多普勒光谱，研究渡越诱导畸变在直接 EOFC 测温和阶梯扫描测温中的相对重要性。图4显示了通过拟合式（4）得到的温度随 s的变化。由阶梯扫描光谱提取的温度会随着6K 系统性地偏移，而 s 从约 10^{-3} 增加到约 3×10^{-1}。准确的阶梯扫描测温需要采用极低光强，或进行超越沃伊特模型的线型建模 [12, 17, 18]。因此，在光子散粒噪声极限下，阶梯扫描在测量信噪比与系统校正复杂度之间面临根本性权衡，这可能限制阶梯扫描降低温度不确定度的平均速率。直接 EOFC 光谱得到的温度不会随着 s 增加而出现系统性偏移。由于直接 EOFC 光谱学将入射光强分配到许多梳齿上，直接 EOFC 测温可以在高得多的瞬时光强下依赖沃伊特模型。如果 EOFC 光谱能够在接近光子散粒噪声极限的条件下测量，那么直接 EOFC 测温达到目标统计不确定度的速度应约为阶梯扫描测温的 $\sqrt{\Delta_m t_{\mathrm{rep}}/2\pi}$ 倍。

阶梯扫描温度测量的主要不确定度来源包括统计不确定度、 ^{85}Rb $|5\,^2P_{3/2}\rangle$ 态的超精细分裂不确定度，以及未经校正的渡越诱导畸变位移。在最低饱和度 $s \approx 1$。3×10^{-3}下，阶梯扫描测量的统计不确定度为 $u_r(T) = 48$ mK。我们的温度测量采用 $\omega_{F,\,F'}$该值由参考文献 [29–31]中超精细常数测量结果的加权平均值确定。我们通过对采用不同超精细常数生成的模拟光谱拟合方程（4）来估算超精细分裂的不确定度，得到 $u_{hf}(T) = 42$ mK。我们还利用对模拟光谱的拟合

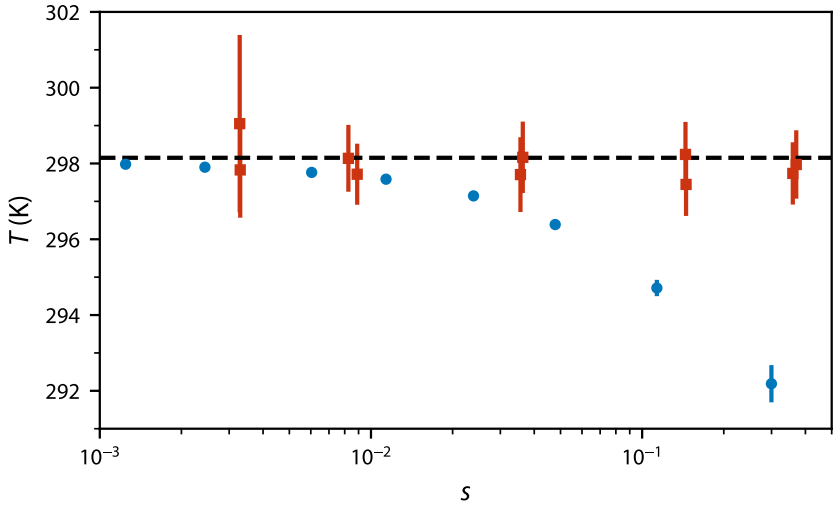

图 4. 拟合得到的多普勒温度随探测光饱和参数的变化。蓝色圆点和红色方块分别表示根据步进扫描光谱和直接电光频率梳光谱确定的温度。水平虚线表示两支铂电阻温度计测得的蒸气池温度。误差棒表示统计标准不确定度。许多误差棒小于数据点。蒸气池温度的不确定度小于水平虚线的线宽。

来估算磁场、 Γ的不确定度以及激光频率噪声所导致的不确定度；这些不确定度均远小于 $u_r(T)$ 和$u_{hf}(T)$。在 $s \approx 1.3 \times 10^{-3}$时，阶梯扫描温度为 297.98(6) K，与铂电阻温度计报告的温度相差不到 170 mK。我们尚未对温度进行渡越诱导畸变校正，因为参考文献 [17, 18] 所采用的方法尚未应用于超精细结构未分辨的跃迁，例如$|5^2S_{1/2}, F = 3 \rightarrow |5^2P_{3/2}, F'$。即使对于超精细结构已分辨的跃迁（可采用参考文献 [17, 18] 中的方法），渡越诱导畸变对 $s \approx 10^{-3}$ [12]也可能产生显著影响，因此我们认为阶梯扫描温度与铂电阻温度计测得的温度基本一致。

直接 EOFC 温度测量的主要不确定度来源是统计不确定度，以及蒸气池中 ^{87}Rb 引起的不确定度。对于 $s \gtrsim 10^{-2}$，直接 EOFC 测量的统计不确定度为 $u_r(T) \leq 1$ K。由于梳状探测激光器锁定在用于失谐 EOFC 功率测量的 ^{87}Rb $|5^2S_{1/2}, F = 1 \rightarrow |5^2P_{3/2}, F' = 2$ 跃迁上，且蒸气池中的 ^{87}Rb 丰度约为 0.2 %，测得的非共振 EOFC 功率谱会受到 ^{87}Rb 吸收的影响。 ^{87}Rb 吸收使远离共振处的透射基线偏离式 (4) 中假设的多项式形式。我们通过将式 (4) 拟合到基线因 0.2 % ^{87}Rb 丰度而发生畸变的模拟光谱，估算由此产生的系统温度偏移 δT。我们得到 $\delta T = -400(50)$ mK，其中不确定度$u_{\delta T}(T)$ 源于 ^{87}Rb 丰度的不确定度，与 $u_r(T)$ 相比可以忽略不计。图 4 中的直接 EOFC 温度数据已针对 δT 进行了修正，与铂电阻温度计报告的温度在 $u_r(T)$ 以内一致。

EOFC 测量的温度不确定度约为阶梯扫描测量的 10 倍。我们认为，目前通过平均降低直接 EOFC 测温 $u_r(T)$ 的能力受到 EOFC 功率谱长期漂移的限制，因为共振和非共振 EOFC 功率谱是依次测量的。因此，直接 EOFC 透射光谱容易受到基线

扰动的影响，这类扰动可能由数模转换器输出振幅变化、光纤中的偏振旋转以及两个 EOFC 生成系统支路之间的相位漂移等因素引起。未来，可通过同时读出入射光谱和透射光谱和/或采用相位稳定方法来克服这些技术限制。这样，直接 EOFC 测温便能充分实现 EOFC 光谱学因不受渡越诱导畸变影响而带来的平均速度提升。

5. 结论

我们通过实验和理论研究了啁啾电光频率梳在原子多普勒测温中的应用。对传统步进扫描光谱学和直接EOFC光谱学进行的光学布洛赫方程模拟表明，直接EOFC方法能够减轻主要的系统温度偏移。通过测量 ^{85}Rb蒸气的温度，我们在实验上证实，直接EOFC多普勒测温不会受到原子经过探测激光束时光抽运所导致的系统温度偏移的影响。因此，直接EOFC多普勒温度计可以使用高强度探测光束来提高信噪比，从而缩短平均测量时间，同时保持温度测量准确度。我们的工作为基于原子蒸气多普勒光谱学的快速、便携式一级温度计开辟了一条新途径。

经费支持。我们的工作由美国国家标准与技术研究院资助。

致谢。我们感谢 J. Lawall 和 J. Hendricks 仔细审阅稿件。我们还感谢 E. Norrgard 借给我们本研究中使用的一台激光器。

利益披露。 S. M. B.、S. P. E.、D. A. L.、B. J. R. 和 D. S. B. 已提交美国临时专利申请24-059P1 (P)。

数据可用性声明。 本文所呈现结果的基础数据目前尚未公开，但可在提出合理请求后向作者获取。

参考文献。

1 JHendricks, Z. Ahmed, D. Barker, K. Douglass, S. Eckel, J. Fedchak, N. Klimov, J. Ricker, and J. Scherschligt, “芯片上的美国国家标准与技术研究院：用于压力、真空、温度及更多测量的光子与量子传感器！” SMSI 2020：Sens. Meas. Sci. Int. （ 2020 ）。2. S. Dedyulin, Z. Ahmed, and G. Machin, “ 测温领域的新兴技术”，Meas. Sci. Technol. **33**, 092001（2022）。3. P. Bramley, D. Cruickshank, and J. Pearce, “适用于工业应用的实用型无漂移约翰逊噪声温度计的开发”，Int. J. Thermophys. **38**, 25（2017）。4. T. P. Purdy, K. E. Grutter, K. Srinivasan, and J. M. Taylor, “室温光机械腔中的量子关联”，Science **356**, 1265（2017）。5. N. Agnew, V. Vohníková, E. Riis, G. Machin, and A. S. Arnold, “利用碱金属蒸气多普勒展宽实现实用原级测温”，（2025）。6. C. Daussy, M. Guinet, A. Amy-Klein, K. Djerroud, Y. Hermier, S. Briaudeau, C. J. Bordé, and C. Chardonnet, “通过光学方法直接测定玻尔兹曼常数”，Phys. Rev. Lett. **98**, 250801（2007）。7. G. Casa, A. Castrillo, G. Galzerano, R. Wehr, A. Merlone, D. Di Serafino, P. Laporta, and L. Gianfrani, “利用激光吸收光谱学进行原级气体测温：玻尔兹曼常数的测定”，Phys. Rev. Lett. **100**, 200801（2008）。8. R. Gotti, L. Moretti, D. Gatti, A. Castrillo, G. Galzerano, P. Laporta, L. Gianfrani, and M. Marangoni, “腔衰荡多普勒展宽原级测温”，Phys. Rev. A **97**, 012512（2018）。9. G. Galzerano, “通过直接频率梳光谱学进行绝对温度测量”，Measurement **164**, 107940 2020( )。10. G.-W. Truong, E. F. May, T. M. Stace, and A. N. Luiten, “用于原级测温的定量原子光谱学”，Phys. Rev. A **83**, 033805（2011）。11. G. W. Truong, D. Stuart, J. D. Anstie, E. F. May, T. M. Stace, and A. N. Luiten, “用于原级测温的原子光谱学”，Metrologia **52**, S324（2015）。12. G. W. Truong, J. D. Anstie, E. F. May, T. M. Stace, and A. N. Luiten, “精确线型光谱学与玻尔兹曼常数”，Nat. Commun. **6**, 8345（2015）。

13. S. Gravina, N. A. Chishti, A. Castrillo, L. Gianfrani, A. Sorgi, P. C. Pastor, C. Clivati, F. Bertiglia, G. Lopardo, F. Levi, and G. Galzerano, “用于精密汞光谱学的梳锁定深紫外激光系统”，Phys. Rev. A **109**, 022816（2024）。14. L.-A. Liew, S. Knappe, J. Moreland, H. Robinson, L. Hollberg, and J. Kitching, “微加工碱金属原子蒸气室”，Appl. Phys. Lett. **84**, 2694（2004）。15. J. Kitching, “芯片级原子器件”，Appl. Phys. Rev. **5**, 031302（2018）。16. D. G. Bopp, V. M. Maurice, and J. E. Kitching, “利用原位原子沉积制造碱金属蒸气室的晶圆级制造”，J. Physics: Photonics **3**, 015002（2020）。17. T. M. Stace and A. N. Luiten, “光泵浦逸出蒸气中的光谱学理论”，Phys. Rev. A **81**, 033848 2010( )。18. T. M. Stace, G.-W. Truong, J. Anstie, E. F. May, and A. N. Luiten, “定量光谱学中的功率相关线形修正”，Phys. Rev. A **86**, 012506（2012）。19. P. Siddons, C. S. Adams, C. Ge, and I. G. Hughes, “铯D线的绝对吸收：理论与实验的比较”，J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **41**, 155004（2008）。20. D. A. Long, A. J. Fleisher, D. F. Plusquellic, and J. T. Hodges, “利用光学频率梳进行多路复用亚多普勒光谱”，Phys. Rev. A **94**, 061801（2016）。21. D. A. Long and B. J. Reschovsky, “通过直接数字合成产生的电光频率梳及其在亚多普勒光谱学中的应用”，OSA Continuum **2**, 3576（2019）。22. A. Parriaux, K. Hammani, and G. Millot, “电光频率梳”，Adv. Opt. Photonics **12**, 223（2020）。23. D. A. Long, B. J. Reschovsky, F. Zhou, Y. Bao, T. W. LeBrun, and J. J. Gorman, “用于腔光力学快速询测的电光频率梳”，Opt. Lett. **46**, 645（2021）。24. B. J. Reschovsky, D. A. Long, F. Zhou, Y. Bao, R. A. Allen, T. W. LeBrun, and J. J. Gorman, “光机械加速度计的本征精确传感”，Opt. Express **30**, 19510（2022）。25. D. A. Steck, “铯-85 D线数据”，在线网址：http://steck.us/alkalidata（修订版2.3.3，2024年5月28日）。26. P. J. Ungar, D. S. Weiss, E. Riis, and S. Chu, “光学黏团与多能级原子：理论”，J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2058 1989( )。27. S. Eckel, D. S. Barker, E. B. Norrgard, and J. Scherschligt, “PyLCP：用于计算激光冷却物理的Python软件包”，Comput. Phys. Commun. **270**, 108166（2022）。28. M. L. Harris, C. S. Adams, S. L. Cornish, I. C. McLeod, E. Tarleton, and I. G. Hughes, “铯和铯中的偏振光谱”，Phys. Rev. A **73**, 062509（2006）。29. E. Arimondo, M. Inguscio, and P. Violino, “碱金属原子超精细结构的实验测定”，Rev. Mod. Phys. **49**, 31（1977）。30. G. P. Barwood, P. Gill, and W. R. C. Rowley, “对780纳米和795纳米光学窄化铯稳频激光二极管的频率测量”，Appl. Phys. B Photophysics Laser Chem. **53**, 142（1991）。31. U. Rapol, A. Krishna, and V. Natarajan, “ ^{85} rb的$5P_{3/2}$ 态超精细结构的精确测量”，The Eur. Phys. J. D - At. Mol. Opt. Phys. **23**, 185（2003）。