arXiv:2601.09676v1 [physics.atom-ph] 14 Jan 2026

静态直流电场方向对双光子里德堡电磁诱导透明的影响

Rob Behary,[1,*] William Torg,[1] Mykhailo Vorobiov,[1] Nicolas DeStefano,[1] Adam Vernon,[1] Charles T. Fancher,[2] Neel Malvania,[2] Eugeniy E. Mikhailov,[1] Seth Aubin,[1] 和 Irina Novikova[1]

[1] *Department of Physics, William & Mary, 300 Ukrop Way, Williamsburg, VA 23185, USA*

[2] *The MITRE Corporation, McLean, VA 22102, USA*（日期：2026年1月15日）

我们研究了静态直流电场对涉及高激发里德堡态的电磁感应透明（EIT）共振的影响。我们重点考察激光偏振与外部电场矢量之间的相对方向变化时，这些共振会如何改变。实验展示了斯塔克分裂的电磁诱导透明共振振幅的特征性变化，这些变化可由不同几何构型下的选择定则解释。我们还提出了一个简化的半解析模型，其结果与实验观测高度吻合。我们利用这些发现，通过电磁诱导透明荧光测量获取加偏压导线产生的空间非均匀电场的信息，所得结果与预期的角度依赖关系一致。这些结果表明，同时分析里德堡电磁感应透明共振的频移和振幅，或可实现静电场的矢量电场测量，这对许多量子传感应用至关重要。

I. 引言

要完整表征任何矢量，都需要了解其大小和方向。碱金属原子处于高激发里德堡态时具有很大的极化率，因此适用于标量电场测量 [1], 。在过去二十年里，许多研究团队利用室温铷或铯蒸气池演示了射频和太赫兹电场传感器 [2–9]。这类传感器大多依赖相干双光子或三光子电磁诱导透明（EIT） [3, 10, 11] ，检测外部直流或交流电场存在时里德堡态能量的变化。然而，斯塔克位移的二次依赖关系只能提供电场大小的信息。方向信息可以通过将待测电场与偏振已知的本地振荡器进行干涉来获得 [12]。不过，对于存在自由电荷的低频或直流电场，这种方法并不实用，因为任何附加电场都会改变原有的电荷分布，从而扰动待测的电环境。

在本文中，我们尝试通过记录里德堡态不同子能级对应的电磁诱导透明双光子共振的频率和面积，重建直流电场矢量。这种方法利用不同塞曼子能级之间跃迁概率对偏振的依赖性；此前已有研究将其用于确定磁场 [13–15]以及射频场 [16, 17]的方向。在我们的实验中，我们通过旋转激光偏振并追踪斯塔克分裂的电磁诱导透明峰的幅度和面积变化，证明能够确定充满铷原子的真空室内电场的方向。对电磁诱导透明诱导的荧光凹陷进行探测，使我们能够获得空间关于非均匀电场的信息，并重构其大小和方向的变化。我们还提出了一种半解析原子模型，其结果与实验数据定性吻合。

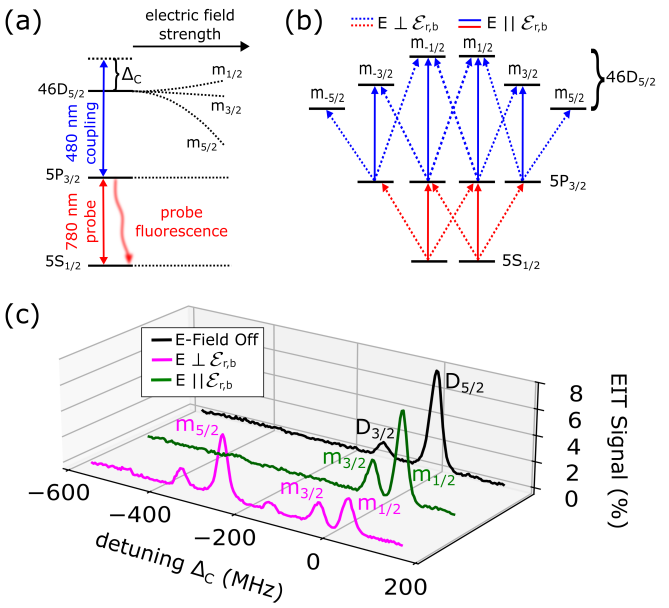

图 1. (a) 用于观测双光子电磁诱导透明共振的简化铷原子能级构型。780 纳米探测激光与 $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ 跃迁共振。480 纳米耦合激光扫过 $5P_{3/2} \rightarrow nD_{5/2}$ 跃迁，频率失谐为 Δ_c。虚线表示随着静电场强度增大，里德堡 $nD_{5/2}$ 能级发生斯塔克分裂，分裂为 $|m_J|$ =1/2、 3/2、 5/2 子能级。(b) 对于所涉及原子能级的简化精细结构，光场偏振方向平行（实线）或垂直（虚线）于直流电场时允许的跃迁。(c) 无电场（黑色）、电场**E** 垂直于两束激光偏振（洋红色）以及平行于两束激光偏振（绿色）时的电磁感应透明光谱示例（$\mathcal{E}$）。

* rbehary@wm.edu

II. 基本传感方案

在我们的实验中，我们采用阶梯型电磁诱导透明方案，通过两束波长分别为 780 nm 和 480 nm 的反向传播激光，将铷原子激发至 46D 里德堡能级，如图 1(a) 所示。在电场作用下，里德堡态的两个精细结构能级均分裂为三个（$J = 5/2$）或两个（$J = 3/2$）发生直流斯塔克位移的能量子能级，其位移大小为：

$$h\Delta f_{|m_J|}(E) = -\frac{1}{2}\alpha_{|m_J|}E^2. \quad (1)$$

其中，h 为普朗克常数，$\alpha_{|m_J|}$ 为里德堡态不同 $|m_J|$ 子能级的极化率，E 为电场 [1, 2]的大小。每当两台激光器的频率之和与原子基态和某个里德堡态之间的能量差精确匹配时，原子便会跃迁到这两个态的相干“暗”叠加态中，从而降低中间短寿命 $5P_{3/2}$ 态的布居数。由此，我们可以利用EIT光谱中的透射共振，或利用780 nm处铷荧光中的相应凹陷 [18–22]，确定所有这些里德堡能级的斯塔克位移。

电场相对于光场传播方向和偏振的方向，不会影响EIT共振的频率位置；这是因为斯塔克位移具有二次特性（至少在不会引起里德堡态混合的较低电场幅值下如此）。然而，与里德堡态各个塞曼子能级的耦合强度对偏振相当敏感。选择定则规定，激光偏振中平行于电场的分量（$\mathcal{E}$）（π偏振）只能激发满足 $\Delta m = 0$的跃迁，而圆偏振分量（$\sigma_{\pm}$）则分别对应于 $\Delta m = \pm 1$ 跃迁。因此，对于给定的电场方向，里德堡子能级的布居数以及相应EIT共振的振幅，取决于红光（$\mathcal{E}_r$）和蓝光（$\mathcal{E}_b$）激光器的两种偏振选择。根据图1(b)所示、忽略超精细结构的简化能级图可知，若两台激光器均沿电场方向偏振，则只允许 $\Delta m = 0$跃迁，因此到达具有$m_{\pm 5/2}$ 的里德堡态的跃迁将无法发生。与此同时，垂直的线偏振激光则能有效地驱动 $\Delta m = \pm 1$，使这些跃迁达到最大。上述定性分析支持了图1(c)所示电磁感应透明光谱的实验观测结果。在这些测量中，两束激光场具有相同的线偏振，偏振方向垂直或平行于恒定电场。

当激光偏振与电场垂直时，我们在（$J = 5/2$）里德堡跃迁中观测到全部三个斯塔克位移的电磁感应透明峰。事实上，在这种情况下，只有具有 $\Delta m = \pm 1$的光学跃迁处于活跃状态，如图 1(b) 中的虚线所示。在这种情况下，由于涉及的跃迁矩阵元最大，$m_{\pm 5/2}$ 电磁诱导透明峰的振幅最高，这一点此前已有报道 [23]。与此同时，$m_{\pm 1/2}$ 电磁诱导透明峰的振幅相对较低。

然而，当激光的偏振方向与电场方向平行时，$m_{\pm 5/2}$ 电磁诱导透明峰会完全消失，因为此时只允许 $\Delta m = 0$ 跃迁。显然，在这种情况下，没有通往具有$m_{\pm 5/2}$的态的激发路径，因此该峰会在透射光谱中受到抑制。因此，我们预期，通过旋转偏振方向并追踪里德堡电磁感应透明共振的振幅，便能够确定不同跃迁的相对贡献，从而提取有关电场方向的信息。

III. 横向均匀电场测量

我们的实验装置如图 2(a) 所示，由一个充有室温铷蒸气的真空室组成，其中还装有内置电容器极板（间距为 24 mm），用于在 x方向产生近似均匀的电场。为测试偏振对恒定电场的影响，底部极板接地，顶部极板保持在恒定的 $V_0 = 5$ V。780 nm 探测激光（功率为 500 μW，光束宽度为 ≈ 0.3 mm）驱动 $5S_{1/2},\ F = 3$ 铷原子的基态跃迁至中间 $5P_{3/2},\ F = 4$ 激发态；与此同时，480 nm 耦合激光（功率为 50 mW，光束宽度为 ≈ 0.3mm）驱动从中间态到里德堡态的跃迁。为校准频率轴，我们采用 ARC（碱金属里德堡计算器） [24]计算得到的 $46D_{5/2}$ 和 $46D_{3/2}$ 里德堡态之间的已知能级间隔，并将其与参考铷蒸气池中测得的光谱相匹配。探测激光场和耦合激光场在真空室和参考蒸气池中反向传播，从而部分抵消每个原子的多普勒频移 [10, 25]。在扫描耦合激光频率时，我们采用两种互补的测量方法来检测电磁诱导透明共振（以及相应的 $D_{5/2}$ 里德堡能级斯塔克位移）。首先，我们测量 780 纳米探测激光透射率，并确定电磁诱导透明峰的质心频率及峰下方面积。此方法可反映沿激光束分布的所有铷原子的总贡献，更适合测量电容器极板产生的均匀电场。其次，我们记录探测激光束沿线 780 nm 荧光的变化，以获取局部电场信息。

图 2(b) 通过实验展示了三个 $J = 5/2$ 电磁诱导透明峰强度对红色（ϕ_r）和蓝色（ϕ_b）激光器偏振方向的依赖性。这些测量报告的是电磁诱导透明峰面积，而非峰值振幅。为简单起见，我们使用高斯拟合所得数值，将振幅与半高全宽的乘积作为峰面积的近似值。

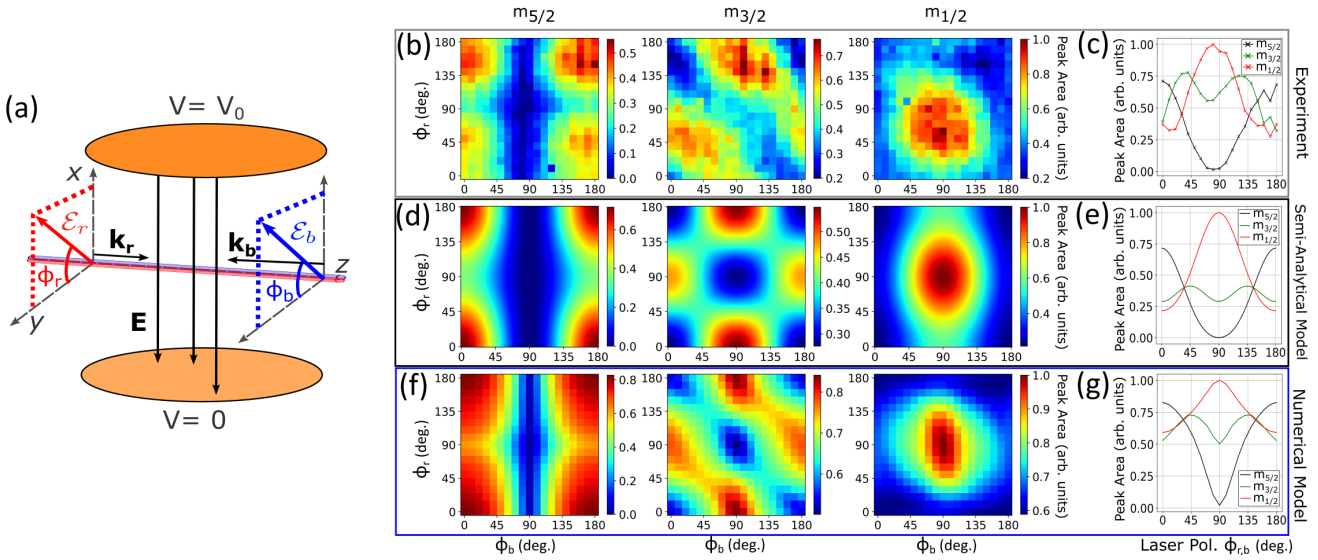

图 2。（a）均匀电场测量的实验装置。当对顶部电容器极板施加电压 V_0 时，电场 $\mathbf{E}$ 沿 x方向。激光束沿 z 方向反向传播，其偏振方向由角度 ϕ_r 和 ϕ_b 定义，这两个角分别是激光偏振矢量 $\mathcal{E}_r$ 和 $\mathcal{E}_b$ 与$\hat{y}$ 轴之间的夹角。（b）实验测得的 $|m_J|$ 个电磁诱导透明峰的峰面积，随独立变化的激光偏振而变化。（c）实验测得的三个峰面积随电场与激光偏振之间夹角的变化关系，其中 $\mathcal{E}_r$ 和 $\mathcal{E}_b$ 相匹配，即 $\phi_r = \phi_b$ ($\phi_{r,\ b}$)。（d-g）相应的理论电磁诱导透明面积值，分别通过半解析原子模型计算（d、e）或求解精确数值相互作用哈密顿量得到（f、g）。

这有助于减轻局部电场梯度导致的展宽。总体峰形与半解析相互作用模型 [图1(b)] 的预期一致：当激光偏振与 $\hat{x}$ 方向的电场相互垂直时，$m_{\pm 5/2}$ 共振在 ϕ_b 和 ϕ_r 等于 $0°$ 或 $180°$（与 $\hat{y}$ 轴对齐）时最强；而当激光偏振与电场矢量对齐时，$\phi_b \approx \phi_r \approx 90°$ 对应的共振峰会消失。$m_{\pm 1/2}$ 共振则呈现相反的行为：两束激光的偏振与电场平行时，共振增强；两者正交时，共振减弱（但不会消失）。然而，仅考虑精细结构的相互作用模型过于粗略，无法准确预测这些共振的定量变化，甚至无法定性预测 $m_{\pm 3/2}$ 峰。

IV. 理论模型

需要更准确地考虑超精细结构，但要对全部三个电子能级的完整塞曼结构进行精确数值计算，需要大量计算资源。因此，我们开发了一种简化的半解析模型，其中通向里德堡态 m_J 子能级的跃迁，是基于相关里德堡跃迁中精细结构 m_J态与基态 $5S_{1/2}$ 和中间激发态 $5P_{3/2}$ 的超精细 m_F 态之间的跃迁偶极矩概率来确定的，如图所示 $46D_{5/2}$ 。

图 1(b) 中。该模型受到此前关于里德堡态 [26]的塞曼分辨的奥特勒–汤斯测量研究的启发。

电磁诱导透明光谱 S（Δ_C）被建模为若干高斯峰之和，这些峰对应于不同的 $|m_J|$ 里德堡跃迁

$$S(\Delta_C) = \sum_{m_{F1}} \sum_{m_{F2}} \sum_{m_{j3}} d^2_{m_{F1}\to m_{F2}} d^2_{m_{F2}\to m_{j3}} \times \exp\left(-\frac{[\Delta_C - \Delta f_{|m_J|}(E)]^2}{2\gamma^2_{EIT}}\right), \tag{2}$$

其中，Δ_C 是蓝色激光的频率失谐，$\Delta f_{|m_J|}(E)$ 是根据使用 ARC [24] 数值求解的斯塔克图插值得到的各个 $|m_J|$ 峰的斯塔克频移频率，γ_{EIT} 是电磁诱导透明共振的宽度，$d_{m_{F1}\to m_{F2}}$ 是基态与中间激发态的超精细态之间的跃迁偶极矩阵元，而 $d_{m_{F2}\to m_{J3}}$ 是中间激发态的超精细态与里德堡态的精细结构态之间的跃迁偶极矩阵元。此方法能够准确考虑任意偏振方向和电场矢量方向下各种原子跃迁的强度，但会将所有可能的阶梯方案分别处理，且不考虑它们之间的相互作用。

偶极矩阵元 $d_{m_{Fi}\to m_{Ff}}$ 取决于由施加的电场的量子化轴所确定的选择定则。为了计入所有激光偏振对特定原子跃迁的贡献，我们通过考虑所有允许的跃迁，为每个跃迁构造一个“总偶极矩”——

并计入所有允许的跃迁。对于探测场，我们完整考虑基态和中间态的超精细结构：

$$d_{m_{F1}\to m_{F2}} = \sum_{\Delta m} w(\theta_E,\phi_E)_{\Delta m} \times \langle n_1, L_1, J_1, F_1, m_{F1}+\Delta m| - er|n_2, L_2, J_2, F_2, m_{F2}\rangle, \tag{3}$$

其中，对于每个态，n 是主量子数，L是总轨道角动量，J 是总角动量，F 是总原子角动量，m_F 是总角动量的方位分量，而 $\Delta m = 0,\ \pm1$ 表示由激光偏振决定的 m_F 量子数变化。为了计算 $\Delta m = 0,\ \pm1$ 跃迁 $w\left(\theta_E,\ \phi_E\right)_{\Delta m}$ 的权重，对于给定方向的电场，我们取电场矢量在激光偏振轴上的投影。图3展示了我们所用笛卡尔坐标系中的电场角度示例；在该坐标系中，探测激光的偏振矢量和实验室坐标系中的电场矢量均以此表示。在这个坐标系中，激光偏振在$x-y$平面内旋转，而外电场可以指向任意方向。然而，要计算不同跃迁的权重，我们必须先旋转坐标系，使电场矢量成为量子化轴，并计算探测激光偏振矢量在新坐标系中的分量。

对于中间态与里德堡态之间跃迁的偶极矩 $d_{m_{F2}\to m_{J3}}$，我们采用相同的方法计算权重。不过，将超精细结构 m_{F2} 态与精细结构 m_{J3} 态连接起来还存在额外的复杂性。我们再次遵循 [26]，并使用 ARC 对偶极矩阵元进行求和：

$$d_{m_{F2}\to m_{J3}} \equiv \sum_{F}^{'} \sum_{m'_F=F'}^{F'} w(\theta_E,\phi_E)_{\Delta m} \sum_{m'_I=-I}^{I} C^{F'm'_F}_{Im_{I'}J_3m_{J3}} \times \langle n_2, L_2, J_2, F_2, m_{F2}| - er|n_3, L_3, J_3, F', m'_F\rangle, \tag{4}$$

其中，$C^{F'm'_F}_{Im_{I'}j_3m_{j3}}$ 为克莱布什-戈尔丹系数，所有量子数均与公式 3 中出现的量子数相同，此外 I 和 m_J 分别表示总核自旋角动量及其方位角分量。

图 2(d)展示了半解析原子模型针对探针和耦合激光偏振方向光谱中各个电磁诱导透明峰的预测结果。我们观察到，这些计算结果与实验数据之间存在明显相似性，尤其是在$m_{\pm5/2}$ 和$m_{\pm1/2}$测量中。然而，我们的原子模型无法完全捕捉$m_{\pm3/2}$ 峰的行为，因为该峰具有最复杂的共振结构。因此，在分析中我们不考虑该共振的测量结果。

我们还采用密度矩阵方法对光学透射进行了精确数值计算计算中采用了完整的相互作用哈密顿量，并纳入了全部三个原子能级的完整超精细结构（详情见附录 A）。图 2(f) 所示斯塔克位移的电磁诱导透明共振峰高与实验结果吻合良好，尤其是正确再现了 $m_{\pm3/2}$ 峰的角度依赖性。对于另外两个共振，精确数值计算与半解析理论模型的预测基本一致，从而验证了后者的预测。由于精确数值计算的计算开销很大（这是由庞大的原子态能级流形和多普勒展宽所致），这种一致性使我们对在后续分析中使用半解析模型更有信心。

图2中的电磁诱导透明“图谱”表明，为了确定电场的方向，将两束激光的偏振方向对齐并使其同步旋转是合理的。图2(c、e、g)展示了平行偏振条件下三个共振的电磁诱导透明强度变化：实验测量结果（c）、使用我们的半解析模型计算的结果（e）以及使用精确数值模型计算的结果（g）。显然，这种配置能够在旋转激光偏振方向时，使$m_{\pm1/2}$ 和$m_{\pm5/2}$ EIT峰的信号对比度产生最大变化。此外，$m_{\pm5/2}$ 和$m_{\pm1/2}$峰面积的偏振依赖关系彼此相反，这一点也十分便利；例如，一个峰达到最大值时，另一个峰对应于最小值，反之亦然。通过寻找与电磁诱导透明峰强度极值相对应的偏振方向，可以利用这一特性可靠地确定电场矢量方位分量的方向。重要的是，由于实验数据与半解析模型和完整数值模型的结果之间均表现出非常好的一致性，因此我们可以相当有把握地使用半解析电磁诱导透明模型来分析$m_{\pm5/2}$ 和$m_{\pm1/2}$ EIT峰的偏振依赖性。

V. 纵向变化电场测量

为在更贴近实际的情况下检验我们的方法，我们将其应用于表征由放置在铷腔室内的一段细导线（长 1.4 cm，直径 0.8 mm）产生的空间非均匀电场。对导线施加电压 V_0 会使电荷积累在圆柱形导线的边缘处（通过针对我们实验几何结构的泊松方程数值求解得到证实）。为简化起见，我们可以忽略导线的厚度，并将电荷分布近似为点电荷 q_0。在这种情况下，任意一点的电场方向均沿着连接导线末端与观测点 $\Delta\vec{r} = (d_x, \Delta y, \Delta z)$的直线：

$$\vec{E} = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{q_0}{d_x^2+\Delta y^2+\Delta z^2}\Delta\hat{r}, \tag{5}$$

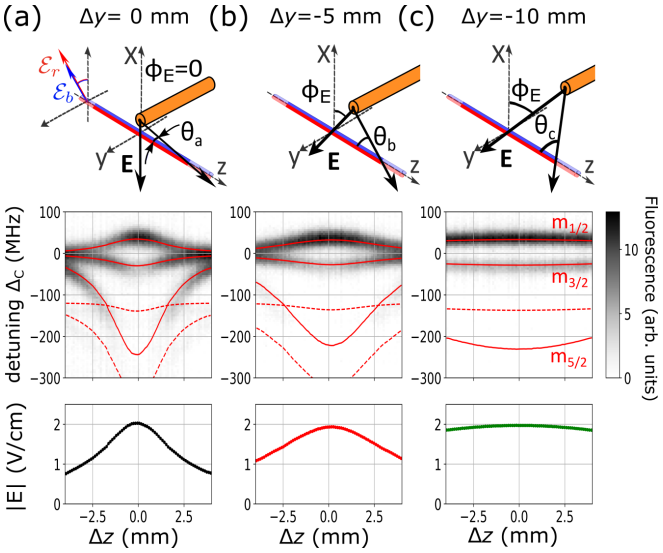

图 3. 基于荧光的电场强度测量。(a–c) 导线与激光器的距离为 Δy 时重建的电场强度。向铷真空腔中的一根可伸缩导线施加电压 V_0 后，会产生空间变化的电场。在导线相对于激光器的位置示意图中，深红色和蓝色线条表示相机监测的激光荧光区域，$\theta_E = \theta_{a,\ b,\ c}$ 表示探针各位置处电场沿 z轴的变化，ϕ_E 表示相对于 x轴的角度。示意图下方的黑白色彩图是激光偏振方向对应的荧光光谱记录，其中$m_{\pm5/2}$ 峰被最小化。实线表示重建得到的 $46D_{5/2}$ $|m_j| = 5/2$、3/2 和 1/2 峰位置，红色虚线表示 $46D_{3/2}$ 能级的峰位置。最后，底部展示了导线相对于激光器处于各个位置时空间重建得到的电场强度。

其中 ϵ_0 为真空介电常数，d_x =2 mm 是激光束相对于导线的垂直位移。

要捕捉电场矢量的空间变化，需要基于荧光进行电磁感应透明检测 [18, 19]，：我们对导线附近一段激光束上的探针跃迁荧光成像，并记录每个相机像素对应的电磁感应透明光谱。随后，我们利用 ARC 数据库中的斯塔克位移信息 [18, 19]，针对每个 z位置拟合这些荧光数据，从而得到空间变化电场的大小。图 3 展示了电磁感应透明荧光光谱以及导线三个位置处重建的电场强度示例：激光束正好位于导线尖端下方时 $\Delta y = 0$ （a），导线回撤 $\Delta y = 5$毫米时（b），以及回撤 $\Delta y = 10$ 毫米时（c）。为使不同测量中的最大电场强度大致相同，我们针对每个位置调整施加的电压 V_0。正如预期，在导线尖端附近，沿激光束（z 方向）的电场强度变化最显著，并随距离 Δz迅速衰减。随着导线被拉得更远后，我们观察到成像区域内的电场变化较小。

由于激光束具有有限的尺寸，我们对其横向截面上的记录信号进行积分（沿相互作用体积的 x 和 y 维度）。如果该区域内的电场梯度足够强，就会导致电磁诱导透明共振的非均匀展宽。对于具有最大极化率、因此受场梯度影响最大的$m_{\pm5/2}$ 共振，这种展宽尤其明显。因此，在以下部分分析中，我们主要依赖$m_{\pm1/2}$ 共振的测量结果。不过需要注意的是，对于较低的n里德堡态 [27]，$m_{\pm5/2}$ 共振在里德堡电磁感应透明测量中更具吸引力。

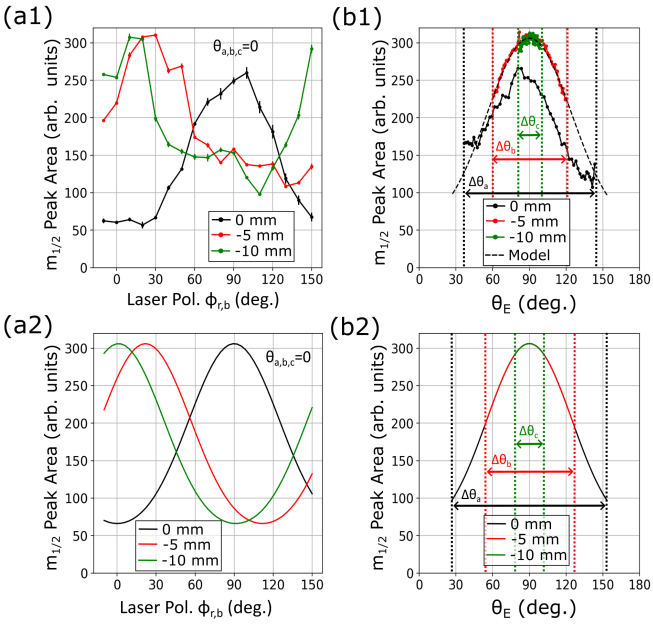

图4. 不同 Δy 导线位移下 θ_E 和 ϕ_E 的变化。不同的$\Delta\theta_{a,\ b,\ c}$ 分别对应于图3所示的不同角度变化。(a1) 在 $\Delta z = 0$ mm处通过荧光监测得到的不同导线 Δy位置下的实验$m_{\pm1/2}$ 峰面积。误差棒是距中心 ±0.25 mm范围内像素的平均值。(b1) 当 $m_{\pm5/2}$ 峰处于最小值时，在固定偏振下不同导线 Δy位置的实验$m_{\pm1/2}$ 峰面积。(a2) 不同导线 Δy位置下的建模$m_{\pm1/2}$ 峰面积。(b2) 当$m_{\pm5/2}$ 峰处于最小值时，在固定偏振下不同导线 Δy 位置的建模$m_{\pm1/2}$ 峰面积。

为表征电场方向，我们使用两个角度：纵向角 θ_E（定义为电场与激光传播方向之间的夹角）和方位角 ϕ_E （定义为电场的横向分量 $x-y$ 与 x 轴之间的夹角），如图 3 中导线产生的电场示意图所示。例如，在此前的测量中，垂直电场与激光束传播方向垂直：$\theta_E = 90°$ 和 $\phi_E = 0°$。利用公式 (5)，我们

可以估算这两个角度的值：

$$\cos(\phi_E) = \frac{\Delta y}{\sqrt{d_x^2 + \Delta y^2}}, \quad (6)$$

$$\cos(\theta_E) = \frac{\Delta z}{\sqrt{d_x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2}}. \quad (7)$$

方位角 ϕ_E 的数值主要取决于导线与激光束之间的距离，而与沿激光束的位置无关。在实验中，我们可以通过同步旋转激光偏振 $\mathcal{E}_{r,\ b}$ ，并找出荧光峰 $m_{\pm 1/2}$ 振幅达到最大时的角度，从而确定每个位置处的方位角 ϕ_E。图 4(a1) 展示了在距激光束不同距离 Δy 处测得的三组此类依赖关系示例，测量位置位于中心 $\Delta z = 0$ mm。我们观察到，当导线正好位于激光器上方（$\Delta y = 0$ mm）时，激光偏振接近垂直（$\phi_b = \phi_r = 90°$）时，电磁诱导透明峰 $m_{\pm 1/2}$ 的面积达到最大。随着导线移远，这一最大值向水平偏振（$\phi_b = \phi_r \to 0°$）方向移动，表明 ϕ_E发生了预期的变化。作为对比，图 4(a2) 中绘出了利用半解析模型并假设电场分布由式 (5) 给出的情况下计算得到的振幅 $m_{1/2}$ ，其结果与实验吻合良好。

当我们追踪电场方向沿激光束的变化时，如式（7）所示，这种变化主要发生在纵向。请注意，这种变化取决于导线与激光束之间的水平距离 Δy ，我们在图3中考察了导线的三个不同位置。由于针对每个导线位置，我们监测的绝对 z范围相同，因此预计导线距离激光器越远，采样到的变化 θ_E 越小。同时，测量 θ_E 也更具挑战性，因为电场的纵向分量不会从根本上改变相互作用对称性，因此也不会改变电磁诱导透明峰的偏振依赖性。相反，减小电场与激光束之间的夹角会使偏振依赖性减弱，缩小方位角变化的范围，并最终在 $\theta_E \to 0°$时消除任何偏振依赖性。因此，对于我们的实验装置，我们预计 $\theta_E = 90°$ 时$m_{\pm 1/2}$电磁诱导透明峰最强，随后随着 θ_E 减小而变弱。

图4(b1)展示了根据公式(7)计算得到的实验结果：沿激光束方向的$m_{\pm 1/2}$ EIT峰面积随角度 θ_E变化。对于每个导线位置，我们都会调整激光偏振，以使EIT对比度最大化。相应的半解析模型计算结果见图4(b2)。正如预期，我们观察到实验EIT数据总体上符合预期行为：测得的共振峰面积在对应于 $\theta_E \approx 90°$的位置最大，而且它们的形状都相似，但覆盖的角度范围不同。具体而言，$\Delta y = -5$ mm处的数据和 $\Delta y = -10$ mm处的数据与半解析理论预测高度吻合。$\Delta y = 0$ 处的共振强度整体存在一些偏差（这很可能是由导线中已知的一些缺陷、较强的场梯度效应，或我们假设导线可视为点电荷这一近似在靠近导线时失效所致），但其仍紧密遵循预期的变化趋势。这让我们有理由相信，经过更好的校准后，或许可以利用EIT共振分析重建非均匀电场的完整矢量信息。

需要注意的是，我们的方法本质上无法区分 ϕ_E 和 $\phi_E + 180°$ ，也无法区分 θ_E 和 $180° - \theta_E$，因为这些角度对应相同的相互作用方案。要唯一确定电场方向，我们可能需要引入另一个自由度。例如，加入额外的磁场以设定明确的量子化轴 [17, 26]。不过，这种方法需要建立一个更稳健的模型来描述斯塔克效应与塞曼效应之间的相互作用，这将留待未来研究。此外，在目前的实验装置中，我们无法直接改变电场的方向，因此无法通过实验独立验证 θ_E 对EIT共振的影响。对此，我们只能依靠半解析模型提供相关信息。

VI. 结论

总之，我们证明了各种斯塔克分裂的 m_J EIT共振对光场偏振的强烈依赖性，可用于矢量电场测量。此外，我们还表明，半解析原子模型能够准确描述$m_{\pm 5/2}$ 和 $m_{\pm 1/2}$ 里德堡态的这些变化；不过，要更准确地描述完整的EIT光谱，仍需建立更完善的模型并进行额外的实验验证。所报告的结果表明，一种可行的矢量电场测量方法能够实现电荷分布的精确重建，例如用于电子束表征 [19] 和等离子体诊断 [27–29]。

致谢

本研究得到美国能源部合同 DE-SC0024621 和 DE-AC05-06OR23177、美国国家科学基金会项目 2326736 以及 JeffersonLab LDRD计划的资助。

附录 A：精确数值计算细节

里德堡系统可用一种包含 3 个态流形（基态、激发态，

和里德堡态）的原子能级结构来建模。每个能级流形都包含多个子能级，这些子能级受到的影响各不相同，并通过复杂的网状结构相互连接。系统的整体动力学包含在其随时间变化的密度矩阵 $\boldsymbol{\rho}(t)$ 中。

所有过程导致的系统演化均由刘维尔-冯诺依曼方程支配，方程如下：

$$\frac{d\boldsymbol{\rho}(t)}{dt} = -\frac{i}{\hbar}[\boldsymbol{H}, \boldsymbol{\rho}(t)] + \boldsymbol{L}. \tag{A1}$$

在相互作用绘景中，密度矩阵的时间演化由哈密顿矩阵算符 $\boldsymbol{H}$ 决定，其中包含原子与电磁场的相互作用。在双光子里德伯系统中，每对能级之间的耦合强度以激光场的振幅和失谐量表示，写入激光哈密顿量项 $\boldsymbol{H}_{laser}$ 中；另有一个独立的、依赖于直流电场的斯塔克哈密顿矩阵$\boldsymbol{H}_{Stark}$，它只影响能量位移 Δ_{st}（E_{DC}）。

$$\boldsymbol{H} = \boldsymbol{H}_{laser}(E_p, \Delta_p, E_c, \Delta_c) + \boldsymbol{H}_{Stark}(E_{DC}) \tag{A2}$$

我们可以为能级流形中的每个子能级指定一个标签“i”（分别用 g、e 和 r 表示基态、激发态和里德堡态）。由于每个子能级都属于各自独立的能级流形，因此可以将哈密顿算符写成分块矩阵。这里我们假设，基态和激发态流形中的斯塔克位移可以忽略，因为它们的极化率远小于里德堡态流形的极化率，并忽略它们对斯塔克矩阵的贡献。

$$\boldsymbol{H} = \begin{pmatrix} \boldsymbol{H}_{gg} & \boldsymbol{H}_{ge} & 0 \\ \boldsymbol{H}_{eg} & \boldsymbol{H}_{ee} & \boldsymbol{H}_{er} \\ 0 & \boldsymbol{H}_{re} & \boldsymbol{\Delta}_{rr} \end{pmatrix}. \tag{A3}$$

$\boldsymbol{H}$ 的每个对角子矩阵本身都是对角矩阵，其中仅包含该能级流形中子能级的激光失谐或斯塔克位移（即 Δ_{ii}）。非对角子矩阵则相当复杂；子能级之间的耦合强度不仅取决于激光强度。每一项除了乘以跃迁的静态偶极矩阵元外，还乘以该光学跃迁的偏振角相关权重。在每个子矩阵 $\boldsymbol{H}_{IJ}$中，项 $\boldsymbol{H}_{ij}$ 可写为

$$\boldsymbol{H}_{ij} = \frac{\hbar}{2}\vec{d}_{ij} \cdot \vec{E} \tag{A4}$$

其中 $\left|\vec{E}\right|$ 为激光场强，且

$$\left|\vec{d}_{ij}\right| = \sum_q A_q \mathcal{C}_{ij;q} \langle i | -e\mathbf{r} | j \rangle \tag{A5}$$

是通过基态/激发态/里德堡态之间的偶极矩阵元表示耦合强度的分解

以及相应的克莱布施-戈尔丹系数 $\mathcal{C}_{ij;q}$，该系数将球张量指标为 q 的各光学跃迁类型（即 $q = -1,0,1$，分别对应 σ_-、 π、 σ_+ 跃迁）的子能级 i 和 j 联系起来。同时，线偏振场的偏振角相关权重 A_q 可表示为相对于实验室坐标系竖直方向的夹角 θ：

$$\begin{pmatrix} A_- \\ A_0 \\ A_+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}\sin(\theta) \\ \cos(\theta) \\ \frac{-1}{\sqrt{2}}\sin(\theta) \end{pmatrix} \tag{A6}$$

除了外场的作用，环境相互作用也会影响原子系统演化。这些作用由林德布拉德算符 $\boldsymbol{L}$描述，其中每种衰变或退相干机制都有各自的项。在我们考虑的模型中，激发态的自然衰变（Γ_{21}、 Γ_{32}）以及原子进出激光场时产生的退相位均被纳入考虑。利用参数 γ_t，我们将渡越退相位量化为处于里德堡态的原子退激回基态的速率。因此，林德布拉德算符矩阵定义为

$$\boldsymbol{L}_{total} = \Gamma_{eg}\boldsymbol{L}_{eg} + \Gamma_{re}\boldsymbol{L}_{re} + +\gamma_t\boldsymbol{L}_{rg}. \tag{A7}$$

在流形对 I, J 对应的子矩阵 $\boldsymbol{L}_{IJ}$ 中，包含来自每个子能级的贡献 L_{ij}，其定义由跳跃算符给出：

$$\Gamma_{ij}\boldsymbol{L}_{ij} = \frac{\Gamma_{ij}}{2}(2\boldsymbol{\sigma}_{ji}\boldsymbol{\rho}\boldsymbol{\sigma}_{ij} - \boldsymbol{\sigma}_{ii}\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}\boldsymbol{\sigma}_{ii}) \tag{A8}$$

每个量 Γ_{ij} 还需要乘以适当的权重因子 $\vec{d_{ij}}$，以确保从子能级 i 流出的总布居衰减率之和为 1。

要计算探测激光通过原子蒸气后的透射率，需要知道 ρ_{ge}；其虚部决定了探测场通过原子蒸气时的有效吸收系数 χ：$\chi \propto \mathrm{Im}(\rho_{12})$。我们只考虑系统处于稳态的情况，此时 $\boldsymbol{\rho}(t) = \boldsymbol{\rho}_0$。因此，方程 A1 可简化为

$$0 = -\frac{i}{\hbar}[\boldsymbol{H}, \boldsymbol{\rho}] + \boldsymbol{L}. \tag{A9}$$

并可求解出 $\boldsymbol{\rho}_0$，它取决于实验过程中调节的所有参数。

上述分析针对一组探针和控制场失谐 Δ_p 和 Δ_c，它们包含在 $\boldsymbol{H}$中。为考虑蒸气池中原子运动所产生的有限温度效应，必须计入多普勒效应引起的激光失谐。我们

将其作为多普勒频移加入；这些频移对应于沿光场传播方向的速度，该速度依据热麦克斯韦分布抽样得到，具体如下：

$$f(u) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-u^2} du, \tag{A10}$$

其中， $u \equiv v/\sigma_v$、 $\sigma_v = \overline{\sqrt{2k_B T}/m}$、 v 为原子速率， k_B 为玻尔兹曼常数， T 为原子平均温度， m 为原子质量。对于任意速度类别 u，探针和控制激光的有效失谐由热分布的均方根速度决定，

如下所示：

$$\begin{aligned} \Delta_p^{'}(u) &= \Delta_{p,0} + \tfrac{2\pi\sigma_v}{\lambda_p} u \\ \Delta_c^{'}(u) &= \Delta_{c,0} - \tfrac{2\pi\sigma_v}{\lambda_c} u. \end{aligned} \tag{A11}$$

这里，$\Delta_{p,0}$ 和 $\Delta_{c,0}$ 分别是探针场和控制场相对于原子共振的总失谐，而 λ_p 和λ_c 分别是它们的波长。经过这一修正，

$$\boldsymbol{\rho}_0 \equiv \boldsymbol{\rho}_0(\Delta_p^{'}, \Delta_c^{'}) = \boldsymbol{\rho}_0(u) \tag{A12}$$

要获得多普勒平均密度矩阵，我们需要对所有速度类进行数值积分：

$$\bar{\boldsymbol{\rho}_0} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-u^2} \boldsymbol{\rho}_0(u) du. \tag{A13}$$

随后利用这一结果提取 Im(ρ_{12})，从而得到吸收系数。

[1] T. F. Gallagher，*Rydberg Atoms*,《原子、分子与化学物理剑桥专著》（剑桥大学出版社，1994）。[2] C. L. Holloway, M. T. Simons, J. A. Gordon, A. Di- enstfrey, D. A. Anderson, and G. Raithel，《用于国际单位制溯源的电场计量：原子蒸气中电磁感应透明度的系统测量不确定度》，《应用物理学杂志》**121**, 233106 2017( )。[3] N. Schlossberger, N. Prajapati, S. Berweger, A. P. Ro- t unno, A. B. Artusio-Glimpse, M. T. Simons, A. A. Sheikh, E. B. Norrgard, S. P. Eckel, and C. L. Holloway，《碱金属原子原子蒸气中的里德堡态：可溯源至国际单位制的场探头与通信接收器》，Nature Reviews Physics**6**, 606 (2024)。[4] P. K. Elgee, J. C. Hill, K.-J. E. LeBlanc, G. D. Ko, P. D. Kunz, D. H. Meyer, and K. C. Cox，《通过双微波里德伯光谱学进行卫星无线电探测》，《应用物理快报》**123**, 084001 (2023)。[5] C. T. Fancher, D. R. Scherer, M. C. S. John, and B. L. S. Marlow，《用于通信和传感的里德伯原子电场传感器》，《IEEE量子工程汇刊》**2**, 1 (2021)。[6] C. G. Wade, N. ˇSibali´c, N. R. De Melo, J. M. Kondo, C. S. Adams, and K. J. Weatherill，《利用原子光学荧光进行实时近场太赫兹成像》，Nature Photonics**11**, 40 (2017)。[7] L. A. Downes, L. Torralbo-Campo, and K. J. Weath- erill，《使用热原子蒸气进行太赫兹成像实用指南》，New Journal of Physics**25**, 035002 (2023)。[8] L. A. Downes, A. R. MacKellar, D. J. Whiting, C. Bourgenot, C. S. Adams, and K. J. Weatherill，《利用原子蒸气实现千赫兹帧率全场太赫兹成像》，《物理评论X》**10**, 011027 (2020)。[9] 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初级量子测温，Physical Review Research **7**，L012020（2025）。[10] 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，New Journal of Physics **25**，035001（2023）。[11] M. T. Simons、A. B. Artusio-Glimpse、A. K. Robin- son、N. Prajapati 和 C. L. Holloway，用于射频电场计量、传感和通信的基于里德伯原子的传感器，Measurement: Sensors**18**，100273（2021）。[12] P. K. Elgee、K. C. Cox、J. C. Hill、P. D. Kunz 和 D. H. Meyer，利用里德伯原子射频电场计实现完整的三维矢量偏振测量，Physical Review Applied **22**，064012（2024）。[13] V. I. Yudin、A. V. Taichenachev、Y. O. Dudin、V. L. Velichansky、A. S. Zibrov 和 S. A. Zibrov，基于线偏振光中电磁感应透明的矢量磁力测量，Physical Review A **82**，033807（2010）。[14] K. Cox、V. I. Yudin、A. V. Taichenachev、I. Novikova 和 E. E. Mikhailov，利用铷蒸气中的多个电磁感应透明共振测量磁场矢量，Physical Review A **83**，015801（2011），arXiv:1011.0503 [physics.atom-ph]。[15] M. G. Maldonado、O. Rollins、A. Toyryla、J. A. McK- elvy、A. Matsko、I. Fan、Y. Li、Y.-J. Wang、J. Kitching、I. Novikova 和 E. E. Mikhailov，基于电磁感应透明的矢量原子磁力计的灵敏度，Optics Express **32**，25062（2024）。[16] J. A. Sedlacek、A. Sc hwettmann、H. K¨ubler 和 J. P. Shaffer，在蒸气池中利用铷里德伯原子的原子传感矢量微波电场测量，Physical Review

Letters **111**，063001（2013）。[17] Y. Chen、C. Yuen、D. Arumugam、C. M. S. See、M. Debbah 和 L. Hanzo，依靠单个里德堡原子接收器的偏振感知到达方向检测（2025），arXiv:2508.17179 [cs.IT]。[18] 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，利用里德伯原子的光片荧光成像实现电磁场二维成像，Optics Letters **50**，7312（2025）。[19] 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，Physical Review Research **7**，L042042（2025）。[20] L. Patrick、N. Schlossberger、D. F. Hammerland、N. Pra- japati、T. McDonald、S. Berweger、R. Talashila、A. B. Artusio-Glimpse 和 C. L. Holloway，成像研究用于基于里德伯原子传感器的玻璃蒸气池中的感应表面电荷分布效应，AVS Quantum Science **7**，024401（2025）。[21] N. Schlossberger、R. Talashila、N. Prajapati 和 C. L. Holloway，通过玻璃蒸气池中驻波的里德伯原子荧光成像检测射频波的入射角，Physical Review Applied **24**，024056（2025）。[22] G. Pati、D. Mechael、F. K. Fatemi 和 R. Tripathi，利用铷蒸气中里德伯原子的Autler-Townes劈裂诱导荧光进行毫米波成像（2025），arXiv:2510.11918 [physics.atom-ph]。

[23] L. Ma、E. Paradis 和 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**, 3676 (2020)。[24] N. ˇSibali´c、J. Pritchard、C. Adams 和 K. Weatherill，《ARC：用于计算碱金属里德堡原子性质的开源库》，Computer Physics Communications **220**, 319 (2017)。[25] K. Su、R. Behary、S. Aubin、E. E. Mikhailov 和 I. Novikova，《非共线光束构型中的双光子里德堡电磁感应透明共振》，J. Opt. Soc. Am. B **42**, 757 2025( )。[26] 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 Autler-Townes劈裂》，Physical Review A **109**, L021702 (2024)。[27] M. Vorobiov、R. Behary、W. Torg、N. DeStefano、S. Mordijck、E. T. Jr.、S. C. Thakur、C. T. Fancher、N. Malvania、S. Aubin、E. E. Mikhailov 和 I. Novikova，《等离子体鞘层内电场的非微扰二维空间测量》（ 2025 2511 12322 ），[ ] arXiv: . physics.plasm-ph .[28] V. P. Gavrilenko、H. J. Kim、T. Ikutake、J. B. Kim、M. D. Bowden 和 K. Muraoka，《利用激光偏振光谱法测量氩辉光放电中电场矢量的方法》，Phys. Rev. E **63**, 047401 (2001)。[29] B. Dash、X. Xiang、D. Feng、E. Paradis 和 G. Raithel，《利用里德堡电磁感应透明诊断连续射频等离子体中的电场》（2025），arXiv:2512.16867 [physics.atom-ph]。