arXiv:2302.12660v1 [physics.atom-ph] 24 Feb 2023

利用微波光谱学优化量子态中的布居累积

Jia-You Liou、Chi-En Wu、Hsuan-Jui Su 和 Yi-Hsin Chen*Department of Physics, National Sun Yat-Sen University, Kaohsiung 80424, Taiwan(日期：2023年2月27日)

我们提出了一种全光学方法，可高效地将冷原子制备到所需的塞曼态中，该态可以是对磁场不敏感的钟态（$m_F = 0$），也可以是适用于处理或存储量子信息的特定态。通过将理论拟合模型应用于单个微波光谱，我们能够分别确定布居分布、微波偏振比和微波拉比频率。利用实时微波光谱，我们可以动态追踪光抽运过程中的布居分布。在稳态条件下，一个考虑了共振跃迁和失谐跃迁的简化模型表明，在较弱的光抽运场下，纯度存在上限。优化光抽运场的强度和偏振后，目标量子态的布居纯度可达到 96(2)% 或 98(1)%。我们的研究为精密测量和量子计算研究提供了有价值的信息及潜在应用。

I. 引言

将原子布居制备到特定的塞曼态，对量子信息科学和精密测量至关重要，例如量子存储器 [1–4]，量子操控 [5, 6]，单光子产生 [7]，原子磁力测量 [8–10]，以及原子钟 [11–14]。根据所选原子跃迁的克莱布施–戈尔丹系数，将布居集中到所需的塞曼子能级，可以提高原子介质的光学密度（OD），并避免光场读出操控过程中的能量损失 [3, 4, 15, 16]。为使两个光场发生强烈相互作用，研究人员将布居制备在两个特定的基态塞曼态中，通过量子干涉形成两个静止的光脉冲 [5]。在这种超高光学密度系统中，已有研究提出利用单光子产生 π 相移 [17]。此外，提高钟态（$m_F = 0$）中的布居——该状态对磁场不敏感——可显著降低原子钟的噪声 [13]。光抽运（OP）是一种将所有原子泵浦到非耦合暗态的标准方法。通过施加受激拉曼

绝热布居转移（STIRAP）可以通过两个相干光脉冲 [18]，在两个量子态之间相干地转移布居。此外，通过结合光抽运与微波抽运，研究人员将布居制备在纯度为 83% [13] 的钟态中。通过采用适当的偏振配置和激光功率，态纯度可达到 96% 以上 [19] 或 97% [20] 。

目前，制备和探测布居分布的方法包括测量 (1) 基于电磁感应透明的透射 [19]，(2) 不同能级之间的跃迁

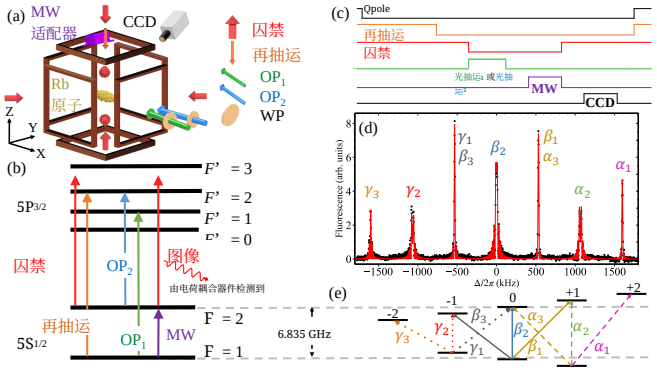


图1。（a）实验装置示意图。图中未显示用于捕获冷原子的Qpole场。WP：波片。（b） ^{87}Rb原子相关能级及激光激发。光抽运场OP_1 和OP_2 分别用于将布居从超精细态 $F = 1$ 和 $F = 2$抽运出去。用于捕获原子的囚禁场同时也用作成像场。采用单色CCD相机探测荧光信号。对微波场进行频率扫描，范围在6.835 GHz附近，以获得微波光谱。（c）冷却过程、布居制备和布居探测的时序。（d）在任意方向的磁场作用下，典型微波光谱显示七个主要峰。（e）塞曼子能级之间的微波跃迁。 $F = 2$ 和$F = 1$ 的能级劈裂分别为 $m_F \times 0.7$ MHz/G和 $m_F \times$(-0.7) MHz/G。

具有相同量子数 F [9, 21] 的塞曼态，(3) 由微波 [11, 22–26]，驱动的超精细态跃迁（$\Delta F = \pm 1$），以及 (4) 拉姆齐原子干涉仪 [13, 27]。此外，可以利用实时无损成像系统 [28]，通过反射微波功率谱探测原子布居分布。在本研究中，我们应用微波光谱学测量布居分布，并为原子态探测提供了解析解。

* 也供职于新竹 30013 台湾量子技术中心;
yihsin.chen@mail.nsysu.edu.tw

通过探测布居循环跃迁，分别确定了所施加微波的拉比频率。高精度微波脉冲有助于操控原子基态，并开展拉姆齐干涉研究 [13, 27, 29–31]。通过微波光谱学，可将环境磁场补偿到低于 2 mG 的精度。在获知布居分布后，采用光抽运方法将布居转移至所需量子态，纯度最高可达 96(2)% 或 98(1)%。基于远失谐跃迁的估算（其中涉及将原子从暗态抽运出去）表明，纯度上限为 99.8%。实验上，光偏振不纯和非均匀磁场会影响态纯度。本文将讨论微波光谱学中光抽运（OP）期间的主要特征及其时间演化，并与理论预测进行比较。

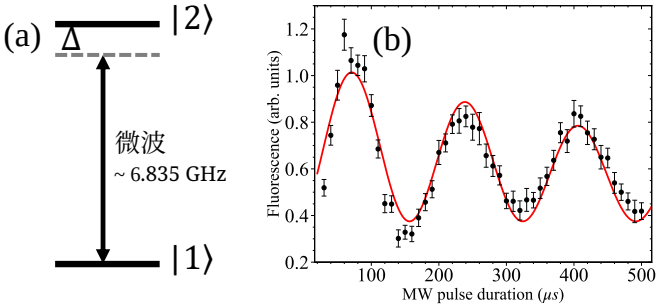


图 2. (a) 二能级系统的能级结构。微波场调谐至约 6.835 GHz 的跃迁频率，并具有一定的失谐量 Δ。(b) 直接根据特定跃迁确定拉比频率，例如 α_1 跃迁 $|F=1,\ m_F=1\rangle \rightarrow |F=2,\ m_F=2\rangle$，由此得到拉比频率为 $2\pi\times$6.0 kHz。

II. 方案与实验装置

我们在典型的磁光阱（MOT）系统中使用 ^{87}铷原子进行实验，该系统包括三对俘获光束和一束再抽运光束。由一对通有 2.0 安培电流的反亥姆霍兹线圈（Qpole）产生 X、Y 和 Z 方向上分别为 3.06、1.44 和 4.97 高斯/厘米的磁场梯度。囚禁的原子云尺寸为 $7.5\times5.7\times3.7$毫米^3，包含 2×10^8 个原子。装置示意图、相关能级和激光激发如图 1(a) 和 1(b) 所示。通过囚禁、再抽运和光抽运场，可以制备原子布居。抽运光场 OP_1 和 OP_2 分别使布居离开 $F=1$ 和 $F=2$。图 1(c) 展示了时序。重复周期为 436 毫秒，其中 430 毫秒用于冷却过程，6 毫秒用于制备和探测布居。将开启微波的时刻记为 $t=0$。我们通常依次在 $t=-6$ 毫秒、 -1.12 毫秒和-0.52 毫秒关闭 Qpole 场、再抽运光束和磁光阱的俘获光束。为表征态制备效率，我们使用微波光谱学测量基态 $F=1$ 的塞曼子能级上的布居分布，如图 1(d) 所示。微波持续 80 μ秒，但在其他测量中会改变这一时长。关闭微波时，再次开启俘获光束作为成像光束。荧光信号由一台曝光时间为 122 μs 的单色CCD相机（The Imaging Source: DMK 22BUC03）。

冷却过程结束后，施加囚禁场，将冷原子泵浦至 $F=1$的三个塞曼态。在磁场作用下， $F=2$和 $F=1$ 态的塞曼子能级能级劈裂分别为 $m_F\times$0.7 MHz/G 和 $m_F\times$(-0.7) MHz/G。选取磁场方向作为量子化轴。微波的偏振在任意磁场中是随机的。如图 1(e) 所示，微波可诱导涉及态 α、 β和 γ布居的 α_i、 β_i和 γ_i 跃迁，分别对应 $i=1$、2、3 对应 σ^+、 π、 σ^- 跃迁。因此，典型的微波光谱会显示七个主要峰，其中 α_3 和 β_1 （以及 β_3 和 γ_1）具有相同的共振频率。6.835 GHz 微波由合成器（Rigol DSG830）、倍频器（Minicircuits: ZX90-3-812-S+）、功率放大器（Minicircuits: ZVE-3W-183+）和波导适配器（Woken: 0060WA2KOBB01X）组合产生。微波以每个重复周期 0.6 kHz 的速度扫描。

III. 理论模型

我们从理论上解释微波（MW）光谱的主要特征，并分别确定布居分布、偏振和微波拉比频率。首先，我们测量了微波强度。考虑一个具有状态 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$的二能级系统，并假设布居最初处于 $|1\rangle$。布居随时间的演化是微波失谐量 Δ、微波周期 t和微波拉比频率 Ω 的函数。状态 $|2\rangle$, P_2中的布居由下式给出

$$P_2(t,\Delta)=\frac{\Omega^2}{\Omega'^2}\left(1-\mathrm{Cos}(\Omega' t)\right), \qquad (1)$$

其中

$$\Omega'=\sqrt{\Omega^2+\Delta^2}.$$

通过改变微波跃迁周期并追踪布居振荡，可以估算微波拉比频率。微波频率固定在α_1 跃迁处，荧光信号如图 2(b) 所示。在这项测量中，态 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 分别代表 $|F=1,\ m_F=1\rangle$ 和 $|F=2, m_F=2\rangle$。

考虑到布居衰减，测得的振荡给出了 α_1 跃迁的拉比频率，为$2\pi \times 6.0$ kHz。

下面展示如何从包含七个峰的微波谱（例如图 1(d)）中提取所有未知参数，包括布居分布 P_α、P_β、P_γ、微波的偏振分量，以及每个跃迁的拉比频率。这里我们将 Ω_1 定义为两个态之间偶极矩阵元对应的微波拉比频率。 σ^+ (σ^-)跃迁的偶极矩阵元为 $(C_{\gamma_1}(\alpha_3), C_{\beta_1}(\beta_3), C_{\alpha_1}(\gamma_3)) = (\sqrt{1/12}, \sqrt{1/4}, \sqrt{1/2})$。 π 跃迁的偶极矩阵元分别为 $(C_{\gamma_2}, C_{\beta_2}, C_{\alpha_2}) = (\sqrt{1/4}, \sqrt{1/3}, \sqrt{1/4})$，对应于 γ_2、β_2 和 α_2 跃迁。我们可以根据峰分裂推导出偏置磁场。由于塞曼效应，微波共振频率发生了偏移，因此，式 (1) 中的失谐量 Δ 需要替换为 $\Delta - \Delta_0$，其中 Δ_0 为微波共振频率。对于图 1(d) 所示的谱， Δ_0 对于 $j = 1$、2、3分别为 $\pm\, j \times$ 532.5 kHz。

为确定布居分布（P_γ， P_β， P_α），我们首先关注 π 跃迁峰，即第二、第四和第六个峰。荧光信号与原子总数和CCD相机的灵敏度成正比，而这两个因素对每个峰的影响相同。因子（P_γ， P_β， P_α）（其中 $P_\gamma + P_\beta + P_\alpha = 1$）会改变荧光峰的高度，因此需要在式（1）中加以考虑。这里，式（1）中的Ω替换为$\Omega_1 \times (C_{\gamma_2}, C_{\beta_2}, C_{\alpha_2})$。根据七个峰中的这三个峰推导出布居分布，结果显示布居几乎均匀分布。接下来，我们根据最左侧（σ^--偏振）和最右侧（σ^+-偏振）的峰确定微波的偏振分量。量子化轴与所施加的磁场方向一致，因此微波可以驱动 σ^+、 σ^-和 π 跃迁。通过比较拟合数据得到的拉比频率与由偶极矩阵元推导出的拉比频率，我们得到（σ^-、 π、 σ^+）偏振的偏振分量比为（14%，80% 5．4%）。为验证上述确定参数的准确性，我们使用上述参数对第三和第五个峰进行了模拟。光谱特征与实验结果吻合得相当好，包括相应的峰高和振荡结构。

IV. 结果

现在我们来讨论如何提高态占据的纯度
通过光抽运实现粒子数积累。首先，若激光偏振 Z_L 与磁场方向 Z_B不同，激光场便可驱动 $\Delta m_F = \pm 1$ 或 $\Delta m_F = 0$ 跃迁，使抽运过程更加复杂。有效磁场 $\mathbf{B_{eff}} = \mathbf{B_{coil}} + \mathbf{B_0}$, 其中，$\mathbf{B_0}$ 是环境杂散磁场，而$\mathbf{B_{coil}}$ 可通过三对

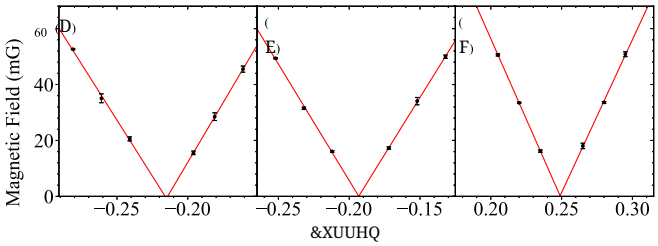


图 3. 消除杂散磁场后，根据塞曼分裂得到的磁场强度随 X（图 a）、Y（图 b）和 Z（图 c）轴上所施加线圈电流的变化关系。红色线性拟合线表明，直流磁场 B_{coil} 分别为 0.80、0.83、1.1 Gauss/Amp。通过将两条线性拟合线外推至磁场，我们得出可将磁场降至 2 mG 以下的分辨率。

亥姆霍兹线圈进行调节。由于塞曼分裂与$\mathbf{B_{eff}}$的强度成正比，我们通过测量不同$\mathbf{B_{eff}}$下的频移，最小化了三个正交方向上的杂散磁场。随后，我们可以定义 Z_B 方向为量子化轴，并纯化光抽运场跃迁。通过提取固定方向上多个磁场强度下的失谐 Δ_0，得到两个相邻峰之间的频率分裂。光谱的峰分辨率优于 5 kHz，根据峰的半高全宽确定。当杂散磁场几乎被抵消时，图 3(a)、3(b) 和 3(c) 分别显示了提取出的频率分裂随 X、Y 和 Z 轴磁场变化的关系。红色拟合线（线性或二次函数）表明，X、Y 和 Z 轴上的直流磁场 B_{coil} 分别为 0.80、0.83、1.11 Gauss/A。此外，拟合线的截距点或极小值点给出了补偿 $\mathbf{B_0}$ 的最佳设定电流，以及每个轴上可达到的最低磁场，其分辨率低于 2 mG。

补偿杂散磁场后，我们施加了一个额外的磁场作为量子化轴。光抽运和微波场的偏振分量将根据量子化轴的方向进行调节。我们在Y轴上设置了65 mG的磁场，并改变X轴上的另一个较小磁场，以确定偏振纯度。根据对微波光谱的理论拟合，我们可以确定微波偏振的纯度。正如图4(b)所示的相应微波光谱所证明的那样， π 跃迁的纯度已达到97%。当我们将65 mG的磁场设置在X轴上时，微波偏振垂直于该量子化轴，并驱动了σ^+ 和 σ^- 跃迁。图4(c)中的四个峰从左到右分别对应于 γ_3、$\gamma_1 + \beta_3$、 $\beta_1 + \alpha_3$和 α_1 跃迁。根据对数据的最佳拟合，红线表明在当前测量中布居呈均匀分布。偏振纯度、周期和微波功率对于

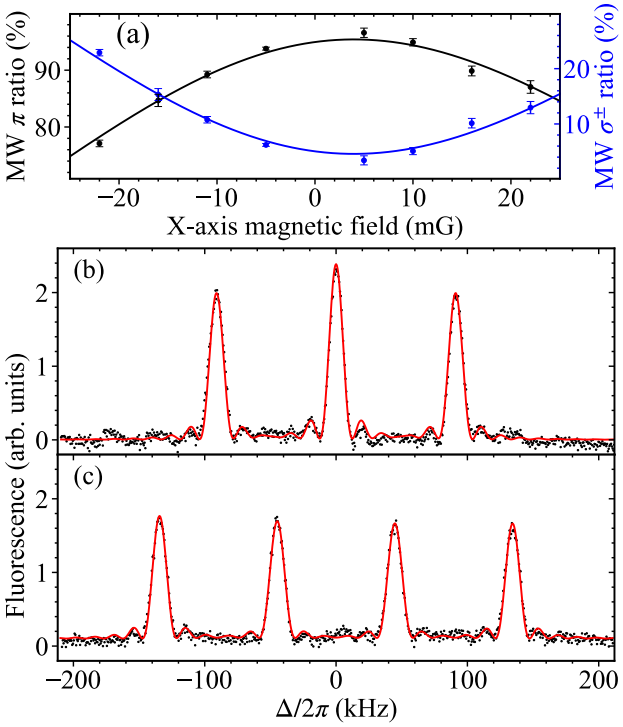


图 4. (a) 在 Y 轴上施加 65 mG 的附加磁场时，微波偏振测量结果随 X 轴磁场强度的变化；该附加磁场的方向与微波偏振方向相同。 π 跃迁的偏振纯度达到 97%。(b) 和 (c) 分别为外部磁场施加在 Y 轴和 Z 轴上时的光谱测量结果。实线是通过应用式 (1) 并考虑所有可能的微波跃迁得到的最佳拟合。最佳拟合结果表明，在当前测量中，布居是均匀分布的。

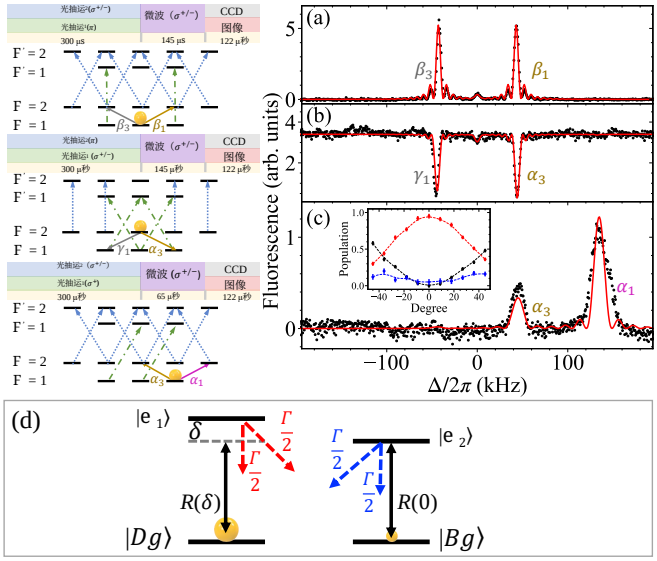


图 5. 时序、相关能级和激光激发。(a)、(b) 和 (c) 分别为将原子制备在状态 $|F=1,\ m_F=0\rangle$、 $|2,\ 0\rangle$ 和 $|1,\ 1\rangle$ 时的微波光谱。从 (a) 到 (c)，这些状态的布居纯度最佳值分别为 98(1)%、98(2)% 和 96(2)%。插图中的红色、黑色和蓝色圆圈分别表示布居 P_α、 P_β 和 P_γ 随 OP_1 光束的零级 $\lambda/4$ 波片取向角的变化。(d) 涉及一个暗态 $|Dg\rangle$、一个亮态 $|Bg\rangle$ 和两个激发态 $|e_{1(2)}\rangle$ 的简化原子能级组。这些状态由共振 $R(0)$ 和远失谐 $R(\delta)$ 驱动场耦合。

操控 π-脉冲跃迁至关重要，例如拉姆齐干涉研究。

随后，我们进行光抽运，使布居集中到一个塞曼态中，并提高态纯度。光抽运场 OP_1 和 OP_2，分别设为 $F=1\rightarrow F'=1$ 和$F=2\rightarrow F'=2$ 跃迁的共振频率。首先，目标态为钟态 $|F=1,\ m_F=0\rangle$。我们将外部磁场施加在 Z 轴方向，并以此作为量子化轴。微波、OP_1，和 OP_2场的偏振分别为 $\sigma^{\pm}$、 π和 $\sigma^{\pm}$。初始时，布居几乎均匀分布在三个塞曼态中。在 $t=-330\ \mu s$关闭俘获光束时，同时开启 OP_1 和 OP_2 ，持续 300 μ秒。如图 5(a)所示的能级和激光激发过程，暗态为 $|F=1,\ m_F=0\rangle$。优化激光偏振和强度后，微波光谱仅显示两个主要峰，分别对应 β_1 和 β_3 跃迁。最佳拟合结果表明，该钟态中的原子比例增至 98(1)%。请注意，中心处的小峰（ $\Delta=0$）对应于

一个 π偏振的微波跃迁，其偏振 impurity 仅为 3%。类似地，通过改变抽运光场的偏振，例如将 OP_1 设为 π 偏振、将 OP_2设为 $\sigma^{\pm}$ 偏振，我们可以将布居抽运到另一个钟态 $|F=2,\ m_F=0\rangle$ 中。这里我们观察到的是凹陷而非峰。荧光基线信号显示了处于 $F=2$ 态的原子数。初始布居制备在 $F=2$ 态后，我们使用成像光束（跃迁频率为$F=2\rightarrow F=3'$ ，并具有指定的失谐）采集荧光信号。然而，共振微波将部分布居驱动到 $F=1$ 态，从而降低了共振荧光的强度。

最后，我们将布居积累在状态$|F=1,\ m_F=1\rangle$ 中，因为该状态的两个超精细态之间耦合强度最大，因此具有最高的光学密度。磁场沿X轴设置，同时使用了偏振为 σ^+ 的光抽运$_1$ 和偏振为$\sigma^{\pm}$ 的光抽运$_2$ 。根据耦合强度调整微波持续时间，以实现针对 α_1 峰的 π-脉冲跃迁。请注意，由于原子云 [32]中心与边缘处的磁场不均匀， α_1 峰的线宽比拟合曲线更宽。只有磁场沿X轴时才观察到这种展宽效应。观察到原子云沿

X轴方向比沿Z轴方向更长，因此磁场的均匀性至关重要。为了优化各目标塞曼态的纯度，我们仔细调整了用于光抽运$_1$（或光抽运$_2$）光束的零级 $\lambda/4$ 波片的方向。图5(c)插图仅展示了状态 $|1,\ 1\rangle$ 的测量结果。偏振 impurity 会使布居被抽运至亮态，从而在光谱上产生清晰的峰，这些峰归因于亮态原子。纯度最高优化至 96(2)%。与状态 $|1,\ 0\rangle$和 $|2,\ 0\rangle$相比，状态 $|1,\ 1\rangle$的纯度较低、误差较大，主要是由于磁场不均匀导致跃迁峰变宽。

尽管在光学抽运过程中仅存在一个暗态，失谐跃迁仍会妨碍布居纯度。我们考虑一组简化的原子能级，如图5(d)所示。暗态（$|Dg\rangle$）和亮态（$|Bg\rangle$）中的布居分别为 N_0（t）和N_1（t）。我们假设从激发态到基态的辐射衰减分支比相等，即 $\Gamma/2$ （Γ 为激发态的总自然衰减率）。吸收率 R 取决于失谐和激光强度 [33],

$$R(\delta) = C_{ij}\frac{\Gamma}{2}\frac{I/I_{sat}}{1+4(\delta/\Gamma)^2+(I/I_{sat})}, \tag{2}$$

其中， I 和 I_{sat} 分别为激光强度和饱和强度， δ 为激光场相对于原子共振的失谐， C_{ij} 表示与该跃迁相关的克莱布什-戈尔丹系数。暗态与亮态之间的布居转移包括两个步骤：(1) 原子要么从暗态 $|Dg\rangle$ 被激发至失谐激发态 $|e_1\rangle$，要么从亮态$|Bg\rangle$ 被激发至共振激发态 $|e_2\rangle$；(2) 随后，它们要么从 $|e_1\rangle$ 自发衰减至 $|Bg\rangle$ ，要么从 $|e_2\rangle$自发衰减至 $|Dg\rangle$。布居的时间演化可描述为

$$\frac{dN_0(t)}{dt} = \frac{1}{2}N_1(t)R(0) - \frac{1}{2}N_0(t)R(\delta). \tag{3}$$

在稳态条件下，暗态中的布居纯度为

$$\frac{N_0}{N_1+N_0} = \frac{R(0)}{R(0)+R(\delta)}. \tag{4}$$

因此，考虑 ^{87}Rb D_2线跃迁中近邻超精细能级的失谐，$\delta = 12\Gamma$ 和 24Γ。我们估计，在低强度下，纯度的上限接近 99.8%，此时 $I \ll I_{sat}$。选择 ^{87}Rb D_1 跃迁可以进一步改善这一限制，因为这两个超精细能级之间的分裂更显著。

如式 (2)–(4) 所示，抽运场强度也是影响纯度的另一个因素。光抽运过程的持续时间对布居累积有类似作用，此处不作讨论。

图 6(a) 展示了用于识别

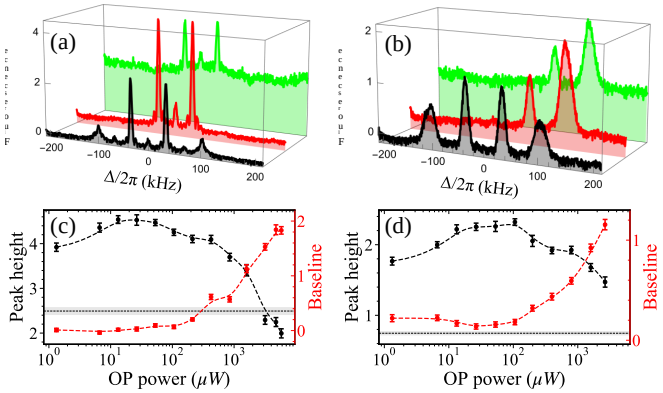


图 6. (a) 和 (b) 分别展示了用于识别态 $|1,\ 0\rangle$ 和 $|1,\ 1\rangle$中最佳布居积累的荧光信号。黑线表示无OP场时的信号，红线表示采用优化的OP场时的信号，绿线表示采用最强OP场时的信号。我们提取了 (c) 和 (d) 中的峰高（β_1 和 α_1）及基线水平。虚线用于引导视线，点线表示无OP场时提取的峰高。纵轴以任意单位表示。两项测量均显示，随着抽运功率增加，(c) 中的布居 P_β 或 (d) 中的布居 P_α 有所增强；但功率进一步增加时，布居反而降低。同时，基线水平随抽运功率增加而升高，因此更多布居通过失谐跃迁被抽运至另一超精细态 $F = 2$ 。 α_1跃迁的荧光信号提升了 3 倍，对应于布居增加 3 倍。因此，通过施加适当的OP功率（或强度），可以优化 (c) 中的布居 P_β 或 (d) 中的布居 P_α 。

在态 $|1,0\rangle$ 中实现最佳布居积累。未使用优化的OP场时，信号以黑线表示；使用优化的OP场时，信号以红线表示；使用最强OP场时，信号以绿线表示。荧光信号越强，表示布居越大。随着光抽运强度增加，更多布居通过失谐跃迁转移到具有 $F = 2$ 的超精细态。因此，微波光谱的基线水平升高。接着，我们从光谱中提取峰高（β_1 跃迁）和基线水平，并绘制其随OP功率的变化关系，如图 6(c) 所示。黑色虚线表示未施加OP场时的峰高。适当的抽运功率可使布居（黑色圆点）集中于特定态。系统测量所得纯度达到 98(1)%。类似地，态 $|1,1\rangle$ 的结果如图 6(b) 和 6(d) 所示。两图均表明，随着OP功率增加，（c）中的布居 P_β 或（d）中的布居 P_α 会增加。然而，功率超过某一值后，布居会减少。 α_1 跃迁的荧光信号增强了三倍，对应于布居增加三倍。在这种情况下，布居累积优化至 $|1,0\rangle$ 态中的 98(1)%，并

$|1,1\rangle$ 态中的布居达到 96(2)%，其限制因素为非均匀磁场和远失谐跃迁。一旦布居累积于单个塞曼态，人们便可采用受激拉曼绝热通道（STIRAP）过程，将布居泵浦至任意其他目标态 [18, 34]。该过程是在三能级系统中的双光子绝热跃迁。

V. 结论

我们提出了一种在任意指定塞曼态上实现布居累积的综合方法。通过使用理论拟合模型，并将其应用于任意磁场下获取的单次实时微波光谱，我们可以分别确定布居分布、微波偏振比和微波拉比频率。通过微波光谱学，可以将环境杂散磁场补偿至低于 2 mG。通过调节光抽运偏振、周期和强度，我们优化了态纯度。在稳态条件下，一个考虑共振跃迁和失谐跃迁的简化模型表明，在较弱的光抽运场下，纯度存在一个上限。实验上，非纯偏振光、非均匀磁场以及显著的失谐跃迁都会影响态纯度。优化后，$|1,0\rangle$ 态和 $|2,0\rangle$ 态的纯度分别达到 98(1)% 和 98(2)%。由于磁场不均匀，$|1,1\rangle$ 态上的布居累积达到 96(2)%。利用这一实时微波光谱，我们可以动态跟踪光学抽运过程中的布居分布。该技术将对多能级原子系统中的量子信息处理产生重大影响，而我们的研究将推动其在精密测量（例如原子钟）中的未来应用。

致谢

本研究获台湾国家科学及技术委员会资助，资助项目编号为109-2112-M- 110-008-MY3和111-2123-M-006-001。作者感谢 Cheng Chin 教授对本研究提出的宝贵意见。

[1] Y.-H. Chen、M.-J. Lee、I.-C. Wang、S. Du、Y.-F. Chen、Y.-C. Chen 和 I. A. Yu，《具有高存储效率和大分数延迟的相干光存储》，《物理评论快报》**110**，083601（2013）。[2] Y.-W. Cho、G. T. Campbell、J. L. Everett、J. Bernu、D. B. Higginbottom、M. T. Cao、J. Geng、N. P. Robins、P. K. Lam 和 B. C. Buchler，《冷原子中具有长相干时间的高效光学量子存储器》，Optica **3**，100（2016）。[3] Y.-F. Hsiao、P.-J. Tsai、H.-S. Chen、S.-X. Lin、C.-C. Hung、C.-H. Lee、Y.-H. Chen、Y.-F. Chen、I. A. Yu 和 Y.-C. Chen，《基于电磁感应透明的高效相干光存储》，《物理评论快报》**120**，183602（2018）。[4] P. Vernaz-Gris、K. Huang、M. Cao、A. S. Sheremet 和 J. Laurat，《空间复用冷原子系综中用于偏振量子比特的高效量子存储器》，Nat. Commun. **9**，363（2018）。[5] Y.-H. Chen、M.-J. Lee、W. Hung、Y.-C. Chen、Y.-F. Chen 和 I. A. Yu，《两个停止光脉冲之间相互作用的演示》，《物理评论快报》**108**，173603 2012( )。[6] K.-F. Chang、T.-P. Wang、C.-Y. Chen、Y.-H. Chen、Y.-S. Wang、Y.-F. Chen、Y.-C. Chen 和 I. A. Yu，《基于电磁感应透明、分束比可调的低损耗高保真频率分束器》，Phys. Rev. Research **3**，013096（2021）。[7] M. M¨ucke、J. Bochmann、C. Hahn、A. Neuzner、C. N¨olleke、A. Reiserer、G. Rempe 和 S. Ritter，《从原子腔系统产生单光子》，《物理评论A》**87**，063805（2013）。[8] D. Budker、W. Gawlik、D. F. Kimball、S. M. Rochester、V. V. Yashchuk 和 A. Weis，《原子中的共振非线性磁光效应》，Rev. Mod. Phys. **74**，1153 (2002)。[9] W. Chalupczak、P. Josephs-Franks、S. Pustelny 和 W. Gawlik，无功率展宽的光学-射频共振，《物理评论A》**81**，013422 (2010)。[10] T. Thiele、Y. Lin、M. O. Brown 和 C. A. Regal，通过微波偏振重构实现自校准矢量原子磁力测量，《物理评论快报》**121**，153202 (2018)。[11] G. Di Domenico、L. Devenoges、C. Dumas 和 P. Thomann，冷原子连续原子束的量子态制备与激光冷却相结合，《物理评论A》**82**，053417 (2010)。[12] S. Hamzeloui、D. Mart´ınez、V. Abediyeh、N. Arias、E. Gomez 和 V. M. Valenzuela，具有可调最低磁敏感度点的双原子干涉仪，《物理评论A》**94**，033634 (2016)。[13] Y. Wang、Y. Meng、J. Wan、M. Yu、X. Wang、L. Xiao、H. Cheng 和 L. Liu，冷原子磁不敏感态中的光学-微波泵浦，《物理评论A》**97**，023421 (2018)。[14] E. Fedorova、A. Golovizin、D. Tregubov、D. Mishin、D. Provorchenko、V. Sorokin、K. Khabarova 和 N. Ko- lachevsky，铥光学钟中两个初始钟态的同时制备，《物理评论A》**102**，063114 2020( )。[15] P.-C. Guan、Y.-F. Chen 和 I. A. Yu，简并塞曼态在光脉冲存储与读取中的作用，《物理评论A》**75**，013812 (2007)。[16] Y.-F. Hsiao、H.-S. Chen、P.-J. Tsai 和 Y.-C. Chen，具有超高光学深度的冷原子介质，《物理评论A》**90**，055401 (2014)。[17] Y.-H. Chen 和 Y.-H. Chen，利用静止光脉冲实现大交叉相位调制的数值研究，《美国光学学会杂志B辑》**38**，1834 (2021)。

[18] Y.-X. Du、Z.-T. Liang、W. Huang、H. Yan 和 S.-L. Zhu，在冷原子系综三能级 Λ 系统中双重相干受激拉曼绝热通过的实验观测，《物理评论A》**90**，023821 (2014)。[19] B. Wang、Y. Han、J. Xiao、X. Yang、C. Zhang、H. Wang、M. Xiao 和 K. Peng，多塞曼子能级原子中自旋极化态的制备与测定，《物理评论A》**75**，051801(R) (2007)。[20] F. Fang、D. J. Vieira 和 X. Zhao，远失谐光偶极阱中原子的精密偏振测量，《物理评论A》**83**，013416 (2011)。[21] W. Chalupczak、R. M. Godun、P. Anielski、A. Woj- ciechowski、S. Pustelny 和 W. Gawlik，低蒸气密度下通过自旋交换碰撞增强光泵自旋取向，《物理评论A》**85**，043402 (2012)。[22] S. Micalizio、A. Godone、F. Levi 和 C. Calosso，铷蒸气池中单一塞曼子能级的多步制备：理论与实验，《物理评论A》**80**，023419 2009( )。[23] K. Szymaniec、H.-R. Noh、S. E. Park 和 A. Takamizawa，自由演化冷原子样品中的自旋极化，《应用物理 B》**111**，527 (2013)。[24] G. A. Sinuco-Leon、B. M. Garraway、H. Mas、S. Pandey、G. Vasilakis、V. Bolpasi、W. von Klitzing、B. Foxon、S. Jammi、K. Poulios 和 T. Fernholz，射频缀饰铷的微波光谱学，《物理评论A》**100**，053416 (2019)。[25] Y.-C. Wei、S.-X. Lin、P.-J. Tsai 和 Y.-C. Chen，具有简并塞曼态的双原子系统中的基于存储的光偏振转换，科学报告 **10**, 13990 (2020). [26] Q. Bouton, J. Nettersheim, S. Burgardt, D. Adam, E. Lutz, and A. Widera, 一种由原子碰撞驱动的量子热机, 自然通讯 **12**, 2063 (2021). [27] B. Wu, Z. Y. Wang, B. Cheng, Q. Y. Wang, A. P. Xu, and Q. Lin, 基于拉姆齐原子干涉仪精确测量铷钟跃迁的二次塞曼系数, 物理学杂志 B：原子、分子与光学物理 **47**, 015001 2013( ). [28] W. Dubosclard, S. Kim, and C. L. G. Alzar, 冷原子中相干量子动力学的无损微波探测, Commun. Phys. **4**, 35 (2021). [29] S. Clemmen, A. Farsi, S. Ramelow, and A. L. Gaeta, 单光子拉姆齐干涉, 《物理评论快报》 **117**, 223601 (2016). [30] Q. Wang, N. Zhang, W. Zhao, Q. Ji, R. Dong, R. Wei, and Y. Wang, 利用铷-87原子喷泉钟的磁敏感拉姆齐干涉条纹评估磁场的径向非均匀性, 《美国光学学会杂志 B辑》 **37**, 1775 (2020). [31] D. Niemietz, P. Farrera, S. Langenfeld, and G. Rempe, 光子量子比特的无损探测, 自然 **591**, 570 2021( ). [32] B. P. Masterson, C. Tanner, H. Patrick, and C. E. Wieman, 高亮度、高纯度自旋极化铯原子束, 《物理评论A》 **47**, 2139 (1993). [33] F. Atoneche and A. Kastberg, 光抽运定量计算的简化方法, 欧洲物理学杂志 **38**, 045703 (2017). [34] B. W. Shore, 描绘受激拉曼绝热通过：STIRAP 教程, Advances in Optics and Photonics **9**, 563 (2017).