

^{87}Rb 原子双光子激发 $5\text{D}_{5/2}$ 态多通道 荧光谱的高分辨测量*

徐振鲁^{1)3)#} 张嘉楠^{2)#} 刘一珉²⁾ 刘宇晴²⁾ 贾凤东^{2)†}
王景辉^{3)‡} 孟飞⁴⁾ 王强⁴⁾ 张建伟¹⁾ 钟志萍²⁾⁵⁾

1) (沈阳化工大学机械与动力工程学院, 沈阳 110142)

2) (中国科学院大学物理科学学院, 北京 100049)

3) (中国计量科学研究院, 热工计量科学研究所, 北京 100029)

4) (中国计量科学研究院, 时间频率计量科学研究所, 北京 100029)

5) (中国科学院大学, 中国科学院拓扑量子计算卓越中心, 北京 100190)

(2026 年 4 月 15 日收到; 2026 年 5 月 13 日收到修改稿)

本文采用 780 nm 探测光与 776 nm 耦合光组成的双光子激发方案, 测量了 ^{87}Rb 原子 $5\text{D}_{5/2}$ 态的荧光光谱, 利用高分辨光谱仪实现了 5D 态经由 6P 和 5P 能级衰变至基态的多通道荧光光谱 (包括 420.3 nm, 421.7 nm, 762 nm 和 795 nm) 的光谱分辨, 光谱分辨率优于 0.5 nm. 研究了探测光强度、耦合光强度及其偏振组合、缓冲气体对各通道荧光强度的影响. 研究表明, 探测光与耦合光功率增强会导致荧光信号出现饱和效应; 偏振调制效应在圆偏振光条件下更为显著; 充入缓冲气体 Ne 会加速饱和及自吸收过程, 同时 Ne 原子与铷原子的碰撞促进了 $5\text{D}_{5/2} \rightarrow 5\text{D}_{3/2}$ 能级的无辐射转移, 增加了衰变路径, 从而释放出新的荧光信号. 该工作加深了对碱金属原子双光子激发动力学、碰撞诱导能级转移机制的理解, 为碰撞效应对荧光测温过程的影响提供了实验参考, 也为相关测温方案向里德伯体系的拓展提供了光谱学技术.

关键词: 双光子激发, 铷原子 5D 态, 多通道荧光光谱

DOI: 10.7498/aps.75.20260526

CSTR: 32037.14.aps.75.20260526

1 引言

基于 780 nm 探测光与 776 nm 耦合光实现铷原子 5S - 5D 的双光子分步激发, 是获取原子激发态信息、开展高分辨光谱研究的重要手段^[1-5]. 该激发过程因其在构建光学频率标准、发展量子传感以及应用于量子通信 C 波段频率锁定等方面的潜在价值, 近年来受到广泛关注^[6-8]. 目前, 针对 780—

776 nm 双光子激发 5D 态的光谱探测主要分为两类方法. 一类是测量探测光的透过率, 该方法实验简单, 仅需将透射出 Rb 原子蒸气池的 780 nm 的探测光直接入射至光电探测器即可获取信号^[9,10]. 然而, 其难点在于铷原子低 $n\text{D}$ 态涉及复杂的激发与弛豫路径, 因此探测光吸收光谱中同时存在电磁感应透明 (EIT)、双共振光泵浦 (DROP) 等多种机制的竞争, 这导致光谱结构复杂, 不利于激光锁频及后续精密测量的开展. 另一类方法则基于 5D 态

* 北京市自然科学基金 (批准号: 1252033, 1262044) 资助的课题.

同等贡献作者.

† 通信作者. E-mail: fdjia@ucas.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: wangjh@nim.ac.cn

衰变过程中的荧光探测, 荧光可以直接反映激发态的信息和各种弛豫过程, 是研究激发动力学、碰撞诱导能级等转移机制的理想手段. 具体地, 5D 态原子可通过自发辐射、碰撞或黑体辐射布居到 6P 态, 而 6P 态向 5S 态的跃迁会辐射出 420 nm 的蓝光荧光^[11–17]. 基于此, 研究人员发展了利用窄带滤波片 (通常带宽 3 nm) 配合光电倍增管 (PMT) 探测 420 nm 荧光的方法, 用以研究 780—776 nm 双光子激发过程.

采用 420 nm 荧光探测手段研究 780—776 nm 双光子激发过程, 已成为获取铷原子 5D 态高分辨光谱信息的重要途径之一^[18,19]. Akulshin 等^[20] 系统研究了双色激光场中铷原子 $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ 的双光子激发过程, 通过探测 420 nm 荧光实现了对原子激发态布居的灵敏检测, 并分析了激光失谐、原子密度等因素对荧光信号的影响, 评估了该方法在原子探测及双激光器频率锁定中的应用潜力. Nishiyama 等^[21] 基于双光梳光谱技术, 实现了非共振双 778 nm 激发 Rb 原子 $5S_{1/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ 和 $5D_{3/2}$ 跃迁的无多普勒双光子吸收光谱测量, 通过探测 420 nm 荧光获得了高分辨率的光谱结构, 并进行了绝对频率标定, 测量精度达百 kHz 量级, 展示了荧光法在高精度光谱测量中的可行性. Wang 等^[22] 利用飞秒光频梳实现了 ^{87}Rb 原子 $5S_{1/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ 的双光子激发, 通过探测 420 nm 荧光获得了清晰的超精细结构光谱, 并系统研究了荧光强度随原子气室温度及激光功率的变化规律, 实验测得谱线线宽约为 5.4 MHz, 揭示了温度及功率展宽对光谱分辨的影响. 值得注意的是, 上述研究均以 420 nm 荧光作为主要探测对象. 然而, 420 nm 荧光源于 5D 态经 6P 态向基态的级联衰变易受原子气室中基态原子的自吸收效应影响, 导致信号强度在高原子密度条件下增长受限甚至下降^[23]. 注意到, 现有研究多采用带宽为 3—10 nm 的窄带滤波片配合光电倍增管进行荧光收集, 光谱分辨率有限, 难以区分不同衰变通道的荧光成分, 从而限制了对双光子激发动力学、碰撞诱导能级转移机制等问题的深入研究. 实际上, 5D 态原子除产生 420 nm 荧光外, 还通过 $5D \rightarrow 5P \rightarrow 5S$ 的衰变路径辐射 762 nm 和 795 nm 等近红外荧光, 这些通道有望提供更丰富的光谱信息和激发动力学信息. 为此, 开展基于多通道荧光同时探测的研究, 结合高分辨光谱仪实现荧光光谱的精细分辨, 并系统研究缓冲气体碰撞对双光子激

发过程的影响, 对于深入理解原子激发动力学、优化光频标系统性能具有重要意义.

本文采用高分辨光谱仪测量 780—776 nm 双光子激发原子蒸气池中 ^{87}Rb 的荧光, 实现了 780—776 nm 双光子激发 ^{87}Rb 原子 5D 态后不同波长荧光 (包括 420.3 nm, 421.7 nm, 762 nm 和 795 nm) 的光谱分辨测量, 克服了传统窄带滤波片分辨率有限、难以区分不同衰变通道的不足, 为深入理解双光子激发动力学过程提供了更为精细的实验依据. 在此基础上, 本文详细研究了探测光强度、耦合光强度及其偏振组合、缓冲气体对各通道荧光强度的影响. 具体地, 第 2 节介绍实验装置及测量方法; 第 3 节展示实验结果和讨论, 包括探测光强度、耦合光强度及其偏振组合对荧光光谱的影响, Ne 气压变化对荧光光谱的影响. 第 4 节给出本文结论.

2 实验装置和方法

首先介绍原子蒸气池中 780—776 nm 双光子激发 ^{87}Rb 原子 5S-5P-5D 过程荧光光谱分辨的实验装置. 整体示意图如图 1(a) 所示, 该装置主要包含 3 个部分: 双光子激发光频率锁定与光路、荧光收集与色散系统、功率与偏振控制.

实验采用两台外腔式半导体激光器分别产生 780 nm 探测光与 776 nm 耦合光进行双光子激发的实验. 具体地, 780 nm 激光频率通过饱和吸收谱 (saturated absorption spectroscopy, SAS) 锁定在 ^{87}Rb 原子 $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F=3)$ 共振跃迁上. 776 nm 激光频率则利用另一个 ^{87}Rb 原子蒸气池中的 780—776 nm 双光子电磁感应透明光谱锁定在 $5P_{3/2}(F=3) \rightarrow 5D_{5/2}(F=4)$ 共振跃迁上. 锁频后的两束光反向传播并在实验用的铷原子蒸气池中重合, 两束光在实验原子蒸气池内的光斑直径约为 2 mm. 780 nm 探测光透过原子蒸气池后由光电探测器接收, 用于监测和记录探测光的吸收光谱.

实验采用一套荧光收集与色散系统对双光子激发产生的荧光进行光谱分辨测量. 在垂直于光轴方向上, 原子蒸气池中心发出的荧光经焦距为 50 mm、直径为 50 mm 的短焦距透镜收集, 再通过两片反射镜引导至焦距为 500 mm、直径为 50 mm 的长焦距透镜, 并将水平方向的荧光束成像为竖直

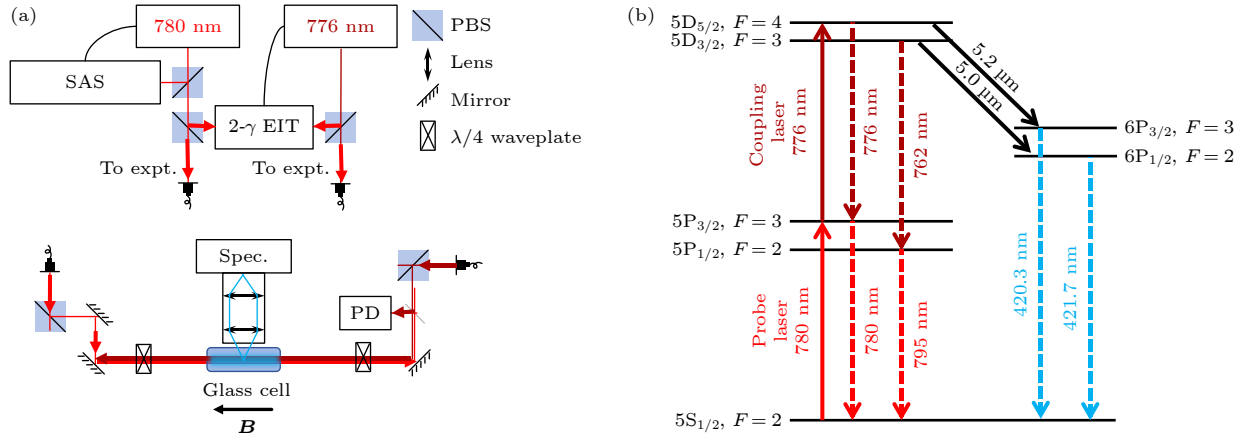


图 1 (a) 实验装置示意图, 其中 PBS 为偏振分束器, SAS 为饱和吸收谱, PD 为光电探测器, Spec. 为光栅光谱仪, B 为静磁场; (b) 激发能级图和荧光跃迁能级图

Fig. 1. (a) Schematic diagram of the experimental setup, PBS represents polarizing beam splitter, SAS represents saturated absorption spectroscopy, PD represents photodiode, Spec. represents spectrometer, B represents static magnetic field; (b) energy level diagram of excitation and fluorescence transition.

方向, 并与高精度光栅光谱仪 (spectrometer, Spec, WGD-8 型组合式多功能光栅光谱仪, 天津市港东科技发展有限公司) 的入射狭缝重合. 其中长焦距透镜的设计与光谱仪内部成像光路相匹配, 以实现最佳的荧光收集效率和色散分辨率. 实验通过扫描光谱仪光栅, 获取 200—800 nm 波长范围内的荧光光谱.

实验采用光强反馈和 $1/4$ 波片分别对激光光强和偏振进行精确调控. 具体地, 实验采用声光调制器 (AOM) 配合 PI 反馈电路分别在数微瓦和数十毫瓦之间调节 780 nm 和 776 nm 的功率, PI 反馈控制后激光功率的抖动可以压制在 1% 以内. 探测光和耦合光分别经偏振分束器 (polarizing beam splitter, PBS) 反射后获得竖直线偏振, 然后两光路中均放入了 $1/4$ 波片, 以分别调控两束光的偏振状态. 实验中采用亥姆赫兹线圈沿光路传播方向施加略大于地磁场的静磁场 (使用贝怡 BST600 高斯计测量得到的地磁场强度、静磁场强度分别为 0.3 G, 0.6 G) 作为量子化轴. 在偏振依赖关系测量中, 通过旋转波片改变入射光的偏振状态, 利用功率计确认该操作对入射至原子蒸气池的光强无明显影响; 同时, 监测从原子蒸气池出射的光强与偏振, 验证了原子蒸气池本身对光强和偏振均无明显影响.

探测光 (780 nm) 与耦合光 (776 nm) 共同作用于 ^{87}Rb 原子蒸气池, 实现双光子激发过程, 图 1(b) 展示了激发路径和可能的辐射通道. 图中左侧红色实线向上箭头表示原子从基态 $5S_{1/2}$, 经中间态

$5P_{3/2}$, 共振激发至 $5D_{5/2}$ 态的跃迁路径. 该过程为典型的阶梯型双光子激发, 探测光耦合 $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ 跃迁, 耦合光耦合 $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ 跃迁, 两束光反向传播以消除多普勒展宽. 原子被激发至 $5D_{5/2}$ 态后, 可通过多种自发辐射通道返回基态, 产生不同波长的荧光信号, 为本实验的多通道荧光分辨测量提供了物理基础. 彩色向下的箭头给出了主要辐射通道及对应荧光波长, 具体如下.

1) $5D_{5/2} \rightarrow 6P_{3/2} \rightarrow 5S_{1/2}$ 通道: 原子首先从 $5D_{5/2}$ 态衰变至 $6P_{3/2}$ 态, 辐射波长约为 $5.2 \mu\text{m}$ (中红外, 超出本实验使用光谱仪的测量范围); 随后 $6P_{3/2}$ 态原子向 $5S_{1/2}$ 基态衰变, 辐射 420.3 nm 蓝色荧光. 这是目前双光子激发研究中常用的荧光探测通道.

2) $5D_{5/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5S_{1/2}$ 通道: 原子直接由 $5D_{5/2}$ 态衰变回 $5P_{3/2}$ 态, 辐射 776 nm 近红外荧光; $5P_{3/2}$ 态原子随后向 $5S_{1/2}$ 基态衰变, 辐射 780 nm 近红外荧光. 值得注意的是, 780 nm 荧光与探测光波长相同. 为避免杂散 780 nm 光对实验结果的影响, 实验上通过光阑及收集系统的孔径等空间滤波手段, 有效抑制了 780 nm 激光的散射光. 经检验, 将 780 nm 激光调至远离原子共振频率时, 测量系统未观测到 780 nm 信号, 从而确认所收集的 780 nm 光均来自原子自发辐射的荧光. 类似地, 实验上同样验证了所收集的 776 nm 光均来自原子自发辐射的荧光.

3) $5D_{5/2} \rightarrow 4D_{5/2}$ 或 $4D_{3/2}$ 等激发态: 这些衰变通道分支比较小, 产生的荧光波长分布在近红外及中红外区域, 信号强度较弱, 且不在本实验所用光

谱仪的测量范围内, 因此本文未对相关通道开展研究.

4) $5D_{5/2}$ 态还可通过碰撞能量转移或黑体辐射等过程布居至邻近能级 (如 $5D_{3/2}$, $6P_{1/2}$ 等), 进而产生其他波长的荧光辐射. 例如, $5D_{3/2}$ 态原子可通过 $5D_{3/2} \rightarrow 5P_{1/2} \rightarrow 5S_{1/2}$ 通道辐射 762 nm 和 795 nm 荧光, $5D_{3/2}$ 态原子可通过 $5D_{3/2} \rightarrow 6P_{1/2} \rightarrow 5S_{1/2}$ 通道辐射 421.7 nm 荧光.

综上, $5D_{5/2}$ 态原子通过不同衰变路径可产生 420.3 nm, 421.7 nm, 762 nm, 776 nm, 780 nm, 795 nm 等多种波长的荧光. 其中 420.3, 421.7, 762 和 795 nm 荧光波长与激发光差异较大, 易于通过光谱学手段实现背景抑制和高分辨测量, 为本实验采用高精度光栅光谱仪开展多通道荧光同步探测提供了可行性.

基于上述实验系统, 本文开展了以下 3 个方面的测量, 系统研究 780—776 nm 双光子激发 ^{87}Rb 原子 $5D_{5/2}$ 态的荧光光谱特性: 首先, 在探测光与耦合光强度依赖关系测量中, 保持两束光偏振状态均为竖直线偏振且方向相同, 记录不同光强下 420.3 nm, 421.7 nm, 762 nm, 776 nm, 780 nm 和 795 nm 荧光光谱的强度变化, 获得荧光强度与激发光强的依赖关系. 然后, 在偏振依赖关系测量中, 固定探测光与耦合光光强分别为 500 μW 和 5 mW, 通过调节两光路中的 1/4 波片, 独立改变两束光的偏振状态. 实验测量了探测光与耦合光分别为圆偏振 (σ^+)、竖直线偏振及其不同组合时的荧光光谱, 分析偏振组合对双光子激发效率及各通道荧光强度的影响. 最后, 在缓冲气体碰撞效应测量中, 保持激发光参数与偏振状态不变, 依次更换充有不同 Ne 气压 (0 Pa, 5 Pa, 10 Pa, 15 Pa, 20 Pa, 25 Pa, 30 Pa, 35 Pa, 40 Pa, 45 Pa) 的同尺寸 ^{87}Rb 原子蒸气池, 测量不同 Ne 气压下 420.3 nm, 421.7 nm, 762 nm, 776 nm, 780 nm 和 795 nm 荧光光谱强度的变化, 研究 Ne 原子碰撞对双光子激发过程及荧光辐射的调制规律. 所有原子蒸气池长度均为 100 mm, 直径均为 25 mm, 除充 Ne 气压外温度、Rb 装载量等其他参数保持一致. 以上测量中, 荧光信号均由高精度光栅光谱仪 (WGD-8 型组合式多功能光栅光谱仪, 天津市港东科技发展有限公司) 配合光电倍增管进行光谱分辨采集. 实验通过扫描光谱仪光栅, 获取 200—800 nm 波长范围内完整的荧光光谱, 并提取所有荧光峰的光强以展开

详细的分析. 每组实验条件重复测量 3 次取平均值, 误差棒表示 3 次测量的标准偏差.

3 实验结果及讨论

首先, 分别在未充 Ne (气压值为 0 Pa) 和充 Ne (气压值为 5 Pa) 的 ^{87}Rb 原子蒸气池中, 使用高精度光栅光谱仪测量了 200—800 nm 范围内的荧光全谱. 实验中, 光谱仪入射狭缝宽度固定为 1 mm, 光栅扫描步长 (即采样间隔) 为 0.02 nm, 未充 Ne 和充 Ne 的结果分别如图 2(a), (b) 所示. 在图 2(a) 中能够观测到荧光谱峰的中心波长为 420.3 nm, 776 nm, 780 nm 以及 795 nm, 细节见图 2(a1)—(a3). 在图 2(b) 中能够观测到荧光谱峰的中心波长为 420.3 nm 和 421.7 nm, 762 nm 和 776 nm, 780 nm 和 795 nm, 细节见图 2(b1)—(b3). 相比于未充 Ne (0 Pa) 的结果图 2(a), 充 Ne (5 Pa) 的结果图 2(b) 中出现了两条新的荧光谱线 421.7 nm 和 762 nm, 同时 795 nm 荧光强度也有明显上升, 而 780 nm 和 776 nm 荧光强度明显降低. 这是因为在充 Ne (5 Pa) 的蒸气池中, Ne 碰撞促进 $5D_{5/2}$ 与 $5D_{3/2}$ 间的能态转换; $5D_{3/2}$ 随后经 $5D_{3/2} \rightarrow 6P_{1/2} \rightarrow 5S_{1/2}$ 产生 421.7 nm, 经 $5D_{3/2} \rightarrow 5P_{1/2} \rightarrow 5S_{1/2}$ 产生 762 nm 和 795 nm. 同时碰撞使原子退相干增强, 780 nm 和 776 nm 的荧光强度降低. 图 2(a), (b) 中的插图分别展示了对 780 nm 荧光谱峰进行高斯函数拟合, 其半高全宽为 0.49 nm, 即证明实验系统的光谱分辨率优于 0.5 nm, 充分满足本文中多通道荧光光谱区分对分辨能力的要求. 0.5 nm 在 780 nm 处的频域线宽约为 247 GHz, 远大于激光器线宽和荧光自发辐射线宽. 因此目前光谱分辨率, 主要受光谱仪光栅分辨能力的限制, 考虑到全谱扫描时间与采样间隔成反比, 且后续实验需在多种参数条件下重复测量, 为兼顾光谱分辨率和采集效率, 统一采用 0.1 nm 的采样间隔. 在此条件下, 光谱分辨率仍优于 0.5 nm. 在已发表的双光子激发至 $5D_{5/2}$ 态荧光光谱分辨研究中, 通常采用窄带滤波片方案, 其光谱分辨率受限于滤波片自身的带宽 (典型值为 3 nm), 且对不同波长荧光的分辨需通过更换滤波片实现^[18–23]. 相比之下, 本文方法可在 200—800 nm 波长范围内实现优于 0.5 nm 的光谱分辨, 为本工作实现多通道荧光的高分辨测量奠定了基础.

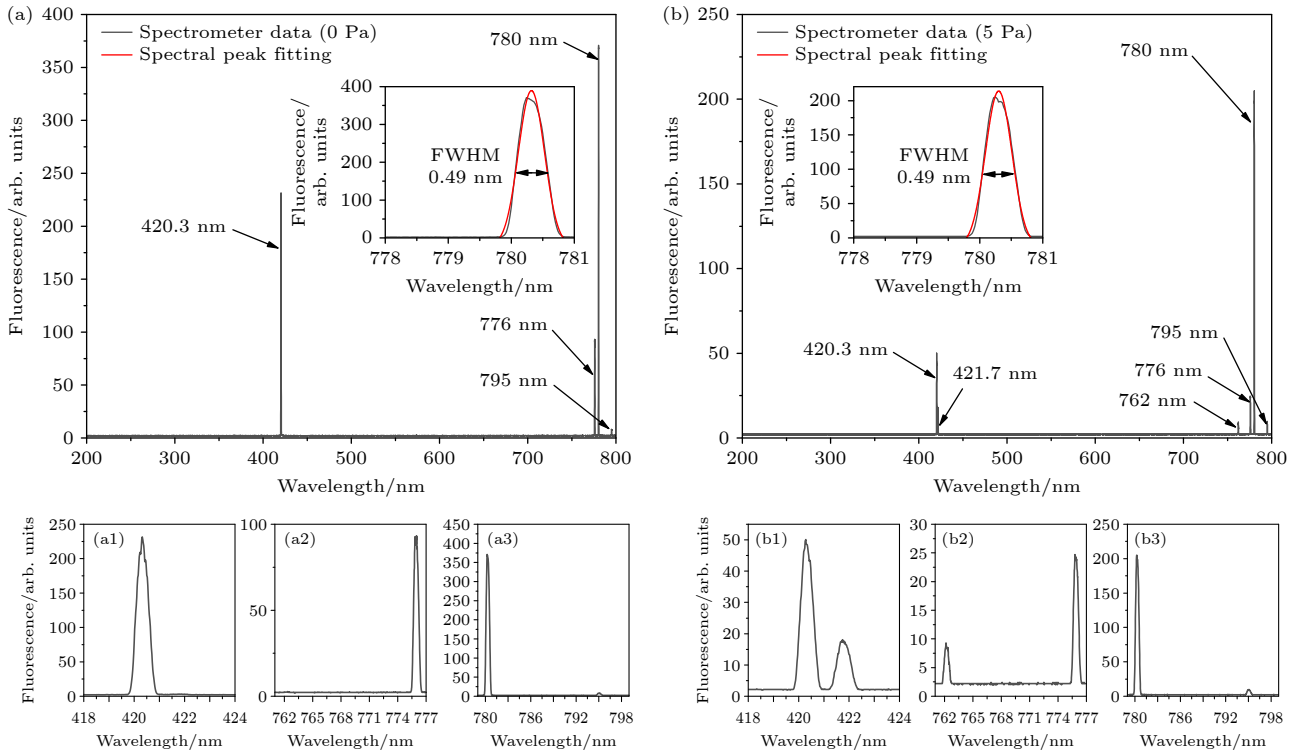


图 2 (a) 未充 Ne (0 Pa) ^{87}Rb 原子蒸气池 200—800 nm 荧光全谱图; (b) 充 Ne (5 Pa) ^{87}Rb 原子蒸气池 200—800 nm 荧光全谱图; 具体的实验参数探测光功率为 500 μW , 耦合光功率为 5 mW, 探测光和耦合光偏振均为竖直线偏振

Fig. 2. (a) Full fluorescence spectrum (200–800 nm) of a ^{87}Rb atomic vapor cell without Ne filling (0 Pa); (b) full fluorescence spectrum (200–800 nm) of a ^{87}Rb atomic vapor cell with Ne filling (5 Pa); experimental parameters of probe laser power of 500 μW , coupling laser power of 5 mW, both beams vertically linearly polarized.

为研究探测光功率对荧光光谱的影响, 在未充 Ne (0 Pa) 和充 Ne (5 Pa) 的 ^{87}Rb 原子蒸气池中使用高精度光栅光谱仪测量了不同探测光功率下的荧光全谱. 实验中, 探测光和耦合光偏振均为竖直线偏振, 耦合光功率固定为 5 mW, 将探测光功率从 20 μW 逐步增至 4 mW. 利用光谱仪获得全谱的荧光信号后, 对每个荧光峰采用高斯函数拟合出的峰面积 (去除了背景信号光强) 作为峰的强度. 图 3(a) 展示了在未充 Ne (0 Pa) 的 ^{87}Rb 原子蒸气池中各荧光谱峰强度的变化情况, 可以观察到随着探测光功率的增大, 420.3 nm, 776 nm, 780 nm 荧光强度随探测光功率增大呈上升趋势并逐渐趋于饱和; 795 nm 荧光强度较弱, 在整个探测光功率变化范围内始终处于微弱的上升趋势. 图 3(b) 展示了在充 Ne (5 Pa) 的 ^{87}Rb 原子蒸气池中各荧光谱峰强度的变化情况, 可以观察到 780 nm 荧光强度随探测光功率增加呈上升趋势; 420.3 nm, 421.7 nm, 762 nm, 776 nm 以及 795 nm 荧光强度随探测光功率增加, 呈现先快速上升后缓慢下降的趋势.

与图 3(a) 相比, 图 3(b) 中所有荧光强度均减

弱, 其中 780 nm 荧光强度保持上升趋势并更快趋于饱和, 420.3 nm, 421.7 nm, 762 nm, 776 nm 和 795 nm 荧光强度更快达到饱和随后开始下降. 这是因为在没有充 Ne 的蒸气池中, 随着探测光功率的增加, 被探测光泵浦至激发态 5P 的原子数增多, 这主要通过以下途径影响各通道荧光强度: 一方面, 5P 态原子密度升高会增强对部分荧光 (如 420.3 nm, 762 nm) 的自吸收效应, 导致这些荧光信号在较高探测光功率下增长趋缓; 另一方面, 在充 Ne 的原子蒸气池中, 5P 态原子与基态原子及 Ne 原子之间的碰撞频率增大, 会促进能级间的无辐射转移和能量重新分配, 从而改变各衰变通道的荧光强度. 在充 Ne 的蒸气池中, 高密度缓冲气体进一步增强了碰撞效应, 加剧了能级布居的转移和荧光的再吸收过程, 从而显著调制了双光子激发得到的各通道荧光强度的功率依赖关系. 因此, 调节探测光功率可通过改变 5P 态原子布居数来影响各通道的荧光强度; 而在强碰撞的充 Ne 蒸气池中, 碰撞强度的增加会加剧各荧光的再吸收作用, 从而进一步调制荧光信号的功率依赖特性.

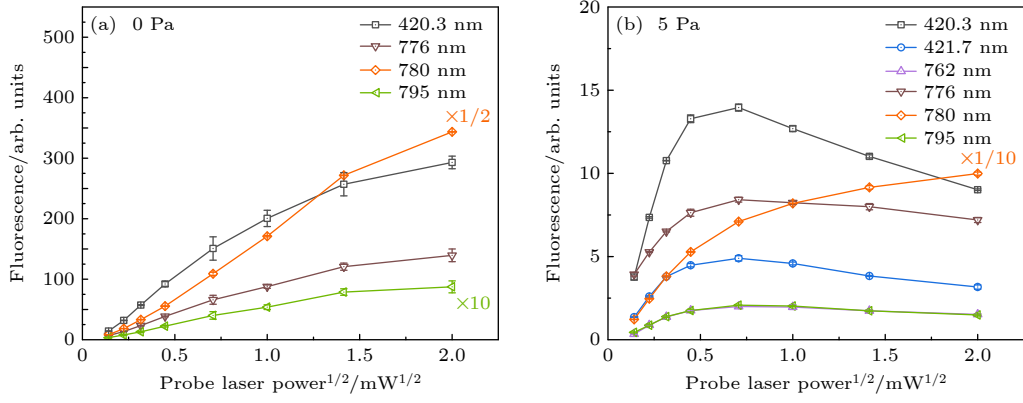


图3 探测光功率对荧光光谱的影响 (a) 未充 Ne (0 Pa) ^{87}Rb 原子蒸气池中探测光功率对各荧光光谱峰强度的影响; (b) 充 Ne (5 Pa) ^{87}Rb 原子蒸气池中探测光功率对各荧光光谱峰强度的影响; 横轴为探测光功率的 $1/2$ 次方, 与拉比频率成正比, 具体的实验参数探测光功率从 $20\ \mu\text{W}$ 增至 $4\ \text{mW}$, 耦合光功率为 $5\ \text{mW}$, 探测光和耦合光偏振均为竖直线偏振 (注: 所有缩放因子仅用于同图显示, 拟合和物理讨论使用原始峰面积)

Fig. 3. Influence of probe laser power on the fluorescence spectrum: (a) Influence of probe power on the intensities of various fluorescence spectral peaks in a ^{87}Rb atomic vapor cell without Ne filling (0 Pa), with particular emphasis on the fluorescence intensity at 780 nm; (b) influence of probe power on the intensities of various fluorescence spectral peaks in a ^{87}Rb atomic vapor cell with Ne filling (5 Pa); the horizontal axis represents the square root of the probe laser power, which is proportional to the Rabi frequency, experimental parameters of probe laser power varied from $20\ \mu\text{W}$ to $4\ \text{mW}$, coupling laser power fixed at $5\ \text{mW}$; both beams vertically linearly polarized (Note: all scaling factors are used only for co-plot display; the original peak areas are used for fitting and physical discussions).

为研究不同耦合光功率对荧光光谱的影响, 在未充 Ne (0 Pa) 和充 Ne (5 Pa) 的 ^{87}Rb 原子蒸气池中, 使用高精度光栅光谱仪测量了不同耦合光功率下的荧光全谱. 实验中, 探测光和耦合光偏振均为竖直线偏振, 探测光功率固定为 $500\ \mu\text{W}$, 将耦合光功率逐步从 $50\ \mu\text{W}$ 增至 $10\ \text{mW}$. 图 4(a) 展示了在未充 Ne (0 Pa) 的 ^{87}Rb 原子蒸气池中各荧光光谱峰强度的变化情况, 可以观察到随着耦合光功率的增大, $420.3\ \text{nm}$, $776\ \text{nm}$ 荧光强度呈上升趋势; $780\ \text{nm}$ 荧光强度逐渐下降; $795\ \text{nm}$ 荧光强度较弱, 在整个耦合光功率变化范围内始终处于微弱的上升趋势. 图 4(b) 展示了在充 Ne (5 Pa) 的 ^{87}Rb 原子蒸气池中各荧光光谱峰强度的变化情况, 变化趋势与图 4(a) 类似, $420.3\ \text{nm}$, $421.7\ \text{nm}$, $762\ \text{nm}$, $776\ \text{nm}$, $795\ \text{nm}$ 荧光强度逐渐增强, $780\ \text{nm}$ 荧光强度逐渐降低, 整体荧光强度均低于图 4(a). 随着耦合光功率增大, 泵浦至 $5\text{D}_{5/2}$ 态的原子数增多, 因此与 5D 态相关的荧光 (如 $762\ \text{nm}$, $420.3\ \text{nm}$ 和 $421.7\ \text{nm}$) 强度随之增大. 同时, 处于 $5\text{P}_{3/2}$ 态的原子被激发至 5D 态而减少, 导致 $780\ \text{nm}$ 荧光强度随耦合光功率增大而降低. 值得注意的是, 来自 $5\text{P}_{1/2} \rightarrow 5\text{S}_{1/2}$ 自发辐射的 $795\ \text{nm}$ 荧光强度变化趋势与 $762\ \text{nm}$, $420.3\ \text{nm}$ 以及 $421.7\ \text{nm}$ 一致, 表明 $5\text{P}_{1/2}$ 的布居并非来源于 $5\text{P}_{3/2}$ 的碰撞转移, 而

是由 $5\text{D}_{5/2}$ 态经碰撞诱导转移至 $5\text{D}_{3/2}$ 后自发辐射至 $5\text{P}_{1/2}$ 所致. 综上, 耦合光功率通过改变 $5\text{D}_{5/2}$ 态布居数来影响各通道荧光强度, 且对碰撞诱导的再吸收效应影响较小.

为探究不同偏振组合下探测光偏振对荧光光谱的影响, 在实验装置中插入两个 $1/4$ 波片分别来控制探测光和耦合光的偏振. 分别固定耦合光为圆偏振 (σ^+) 和竖直线偏振, 旋转探测光偏振角度 ($0^\circ \rightarrow 180^\circ$, 偏振角度间隔为 15°). 观察未充 Ne (0 Pa) 和充 Ne (5 Pa) 的 ^{87}Rb 原子蒸气池中 $420.3\ \text{nm}$, $421.7\ \text{nm}$, $762\ \text{nm}$, $776\ \text{nm}$, $780\ \text{nm}$ 以及 $795\ \text{nm}$ 的荧光强度变化. 当耦合光偏振为圆偏振 (σ^+) 时, 结果如图 5(a), (b) 所示, 可以观察到在 180° 范围内 $780\ \text{nm}$ 荧光强度呈现出两个先增强后减弱的周期性变化, 即双周期特性. 而对于除 $780\ \text{nm}$ 外其他波长在 180° 范围内均呈现出单个先减弱后增强的周期性变化, 即单周期特性. 这主要是由于 $780\ \text{nm}$ 荧光是对 $5\text{P}_{3/2}$ 态布居的反映, 这来自于 $5\text{S}_{1/2} \rightarrow 5\text{P}_{3/2}$ 的单光子激发过程, 探测光 $1/4$ 波片角度从 $0^\circ \rightarrow 90^\circ \rightarrow 180^\circ$ 对应的偏振态表现为 $\sigma^+ \rightarrow \sigma^- \rightarrow \sigma^+$ 的变化, 由于 σ^+ 与 σ^- 激发的荧光信号不可区分, $0^\circ \rightarrow 180^\circ$ 的旋转呈现双周期特征 (周期为 90° 而非 180°) 而对于其他荧光如 $776\ \text{nm}$, 其荧光来自 $5\text{D}_{5/2} \rightarrow 5\text{P}_{3/2}$ 的自发辐射, 反映 $5\text{D}_{5/2}$ 态的

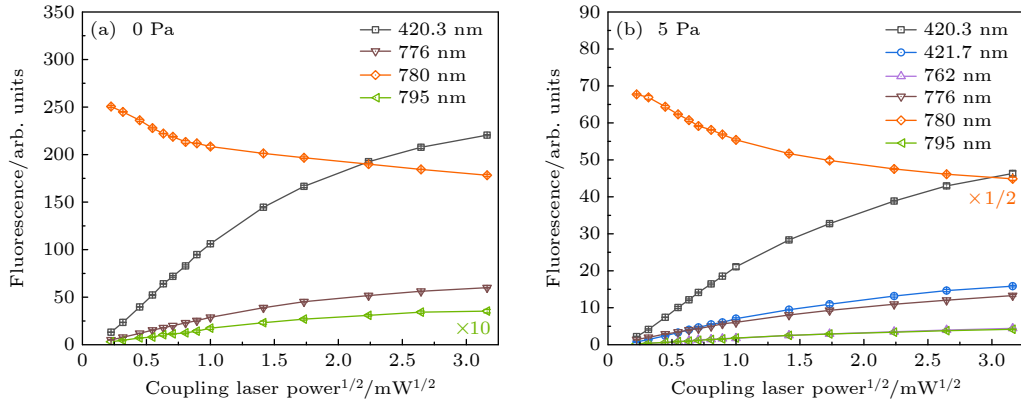


图4 耦合光功率对荧光光谱的影响 (a) 未充 Ne (0 Pa) ^{87}Rb 原子蒸气池中耦合光功率对各荧光谱线强度的影响; (b) 充 Ne (5 Pa) ^{87}Rb 原子蒸气池中耦合光功率对各荧光谱线强度的影响; 横轴为耦合光功率的 $1/2$ 次方, 与拉比频率成正比; 具体的实验参数耦合光功率从 $50\ \mu\text{W}$ 增至 $10\ \text{mW}$, 探测光功率为 $500\ \mu\text{W}$, 探测光和耦合光偏振均为竖直线偏振 (注: 所有缩放因子仅用于同图显示, 拟合和物理讨论使用原始峰面积)

Fig. 4. Influence of coupling laser power on the fluorescence spectrum: (a) Dependence of fluorescence spectral peak intensities on coupling laser power in a ^{87}Rb atomic vapor cell without Ne filling (0 Pa); (b) dependence of fluorescence spectral peak intensities on coupling laser power in a ^{87}Rb atomic vapor cell with Ne filling (5 Pa), the horizontal axis represents the square root of the coupling laser power, which is proportional to the Rabi frequency, experimental parameters of coupling laser power varied from $50\ \mu\text{W}$ to $10\ \text{mW}$, probe laser power fixed at $500\ \mu\text{W}$; both beams vertically linearly polarized (Note: all scaling factors are used only for co-plot display; the original peak areas are used for fitting and physical discussions).

布居, 这来自于 $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ 的双光子激发过程. 当固定耦合光偏振为圆偏振 (σ^+) 时, 探测光 $1/4$ 波片角度从 $0^\circ \rightarrow 90^\circ \rightarrow 180^\circ$ 对应 780—776 的偏振组合表现为 $\sigma^+\sigma^+ \rightarrow \sigma^-\sigma^+ \rightarrow \sigma^+\sigma^+$ 的单周期变化. 除此之外, $5P_{3/2}$ 态的布居还受到耦合光从 $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ 的泵浦, 因此也具有单周期变化的特性, 表现为 780 nm 的荧光 0° 时强度略弱于 90° 时, 是 90° 范围内先增强后减弱的双周期特性与 180° 范围内先增强后减弱的单周期特性的叠加. 充 Ne 压强只改变荧光强度, 对随偏振的变化趋势没有直接影响, 见图 5(b).

当耦合光偏振为竖直线偏振时, 未充 Ne (0 Pa) 和充 Ne (5 Pa) 的 ^{87}Rb 原子蒸气池中的结果分别如图 5(c), (d) 所示, 全荧光波段 (780 nm, 420.3 nm, 421.7 nm, 762 nm, 776 nm 和 795 nm) 均呈现出双周期特性. 具体地, 780 nm 荧光来自于 $5P_{3/2}$ 态的布居, 主要受 $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ 的单光子激发过程影响, 波片角度从 $0^\circ \rightarrow 90^\circ \rightarrow 180^\circ$ 对应的偏振态表现为 $\sigma \rightarrow \sigma^+ \rightarrow \sigma$ 的双周期变化. 其他荧光来自于 $5D_{5/2}$ 态的布居, 主要受 $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ 双光子过程影响, 波片角度从 $0^\circ \rightarrow 90^\circ \rightarrow 180^\circ$ 对应 780—776 nm 的偏振组合表现为 $\sigma_\perp^+ \rightarrow \sigma_\perp^- \rightarrow \sigma_\perp^+$, 此时 σ^+ 和 σ^- 在 $\perp$ 的投影不可区分从而表现出双周期变化. 当耦合光为圆偏振时, 探测光偏振变化引起的荧光强度幅度变化显著: 以 420.3 nm 荧光为例, 在未充 Ne (0 Pa)

和充 Ne (5 Pa) 下的波动分别为 35% 和 30% (标准差除以平均值再乘以 100%). 当耦合光为线偏振时, 探测光偏振变化引起的荧光强度幅度变化较小, 在未充 Ne (0 Pa) 和充 Ne (5 Pa) 下变化幅度均为 9%. 由图 5 可知, 探测光偏振通过改变 $5P_{3/2}$ 态塞曼子能级布居来调制荧光强度, 仅在两者均为同向圆偏振时, 除 780 nm 外各通道荧光最强.

为探究不同偏振组合下耦合光偏振对荧光光谱的影响, 分别固定探测光为圆偏振 (σ^+) 和竖直线偏振, 旋转耦合光偏振角度 ($0^\circ \rightarrow 180^\circ$, 偏振角度间隔为 15°). 观察未充 Ne (0 Pa) 和充 Ne (5 Pa) 的 ^{87}Rb 原子蒸气池中 420.3 nm, 421.7 nm, 762 nm, 776 nm, 780 nm 和 795 nm 的荧光强度变化. 当探测光偏振为圆偏振 (σ^+) 时, 结果如图 6(a), (b) 所示. 在未充 Ne (0 Pa) 和充 Ne (5 Pa) 的 ^{87}Rb 原子蒸气池中呈现出 780 nm 荧光先增强后减弱, 其他波长先减弱后增强的单周期特性. 这是因为耦合光 $1/4$ 波片角度从 $0^\circ \rightarrow 90^\circ \rightarrow 180^\circ$ 对应的偏振态组合表现为 $\sigma^+\sigma^+ \rightarrow \sigma^+\sigma^- \rightarrow \sigma^+\sigma^+$ 的单周期变化, 通过抽运 $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ 减弱 780 nm 荧光而增强其他荧光. 当探测光偏振为竖直线偏振时, 结果如图 6(c), (d) 所示, 在未充 Ne (0 Pa) 和充 Ne (5 Pa) 的 ^{87}Rb 原子蒸气池中呈现出 780 nm 荧光先减弱后增强, 其他波长先增强后减弱的双周期特性. 这是因为耦合光 $1/4$ 波片角度从 $0^\circ \rightarrow 90^\circ \rightarrow 180^\circ$ 对应的偏振态

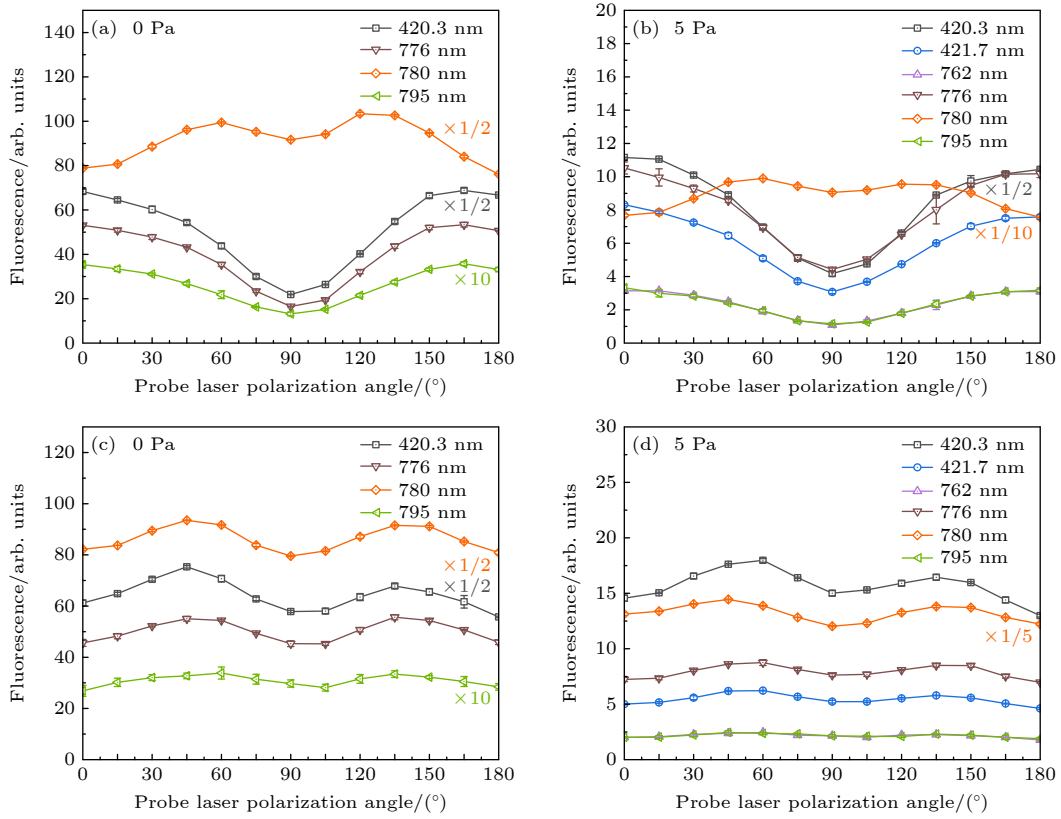


图 5 探测光偏振对荧光谱的影响 (a) 未充 Ne (0 Pa) ^{87}Rb 原子蒸气池中耦合光圆偏振 (σ^+), 改变探测光偏振角度对各荧光强度的影响; (b) 充 Ne (5 Pa) ^{87}Rb 原子蒸气池中耦合光圆偏振 (σ^+), 改变探测光偏振角度对各荧光强度的影响; (c) 未充 Ne (0 Pa) ^{87}Rb 原子蒸气池中耦合光竖直线偏振, 改变探测光偏振角度对各荧光强度的影响; (d) 充 Ne (5 Pa) ^{87}Rb 原子蒸气池中耦合光竖直线偏振, 改变探测光偏振角度对各荧光强度的影响; 横轴表示 $1/4$ 波片的角度, 其中 0° 对应圆偏振 (σ^+), 45° 对应竖直线偏振, 90° 对应圆偏振 (σ^-); 具体的实验参数探测光功率为 $500\ \mu\text{W}$, 耦合光功率为 $5\ \text{mW}$ (注: 所有缩放因子仅用于同图显示, 拟合和物理讨论使用原始峰面积)

Fig. 5. Influence of probe laser polarization on the fluorescence spectrum: (a) In a ^{87}Rb atomic vapor cell without Ne filling (0 Pa), with the coupling laser circularly polarized (σ^+), dependence of fluorescence spectral peak intensities on the probe laser polarization angle; (b) in a ^{87}Rb atomic vapor cell with Ne filling (5 Pa), with the coupling laser circularly polarized (σ^+), dependence of fluorescence spectral peak intensities on the probe laser polarization angle; (c) in a ^{87}Rb atomic vapor cell without Ne filling (0 Pa), with the coupling laser vertically linearly polarized, dependence of fluorescence spectral peak intensities on the probe laser polarization angle; (d) in a ^{87}Rb atomic vapor cell with Ne filling (5 Pa), with the coupling laser vertically linearly polarized, dependence of fluorescence spectral peak intensities on the probe laser polarization angle; the horizontal axis represents the angle of a quarter-wave plate, where 0° corresponds to σ^+ circular polarization, 45° corresponds to vertical linear polarization and 90° corresponds to σ^- circular polarization. Experimental parameters: probe laser power = $500\ \mu\text{W}$, coupling laser power = $5\ \text{mW}$ (Note: all scaling factors are used only for co-plot display; the original peak areas are used for fitting and physical discussions).

组合表现为 $\perp\sigma^+ \rightarrow \perp\sigma^- \rightarrow \perp\sigma^+$ 的双周期变化, 通过抽运 $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ 减弱 780 nm 荧光而增强其他荧光. 类似地, 探测光为圆偏振时, 旋转耦合光偏振引起的荧光强度变化幅度受气压影响显著: 420.3 nm 荧光在未充 Ne (0 Pa) 和充 Ne (5 Pa) 下变化幅度分别为 30% 和 29%. 探测光为线偏振时, 变化幅度较小, 分别为 10% 和 8%. 由图 6 可知, 耦合光偏振通过调控 $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ 的泵浦效率改变荧光强度, 仅当两束光均为同向圆偏振时, 除 780 nm 外各通道荧光最强.

最后, 为研究原子碰撞对双光子激发过程及荧光强度的影响, 采用不同压强的充 Ne 铷原子蒸气池进行实验, 通过改变缓冲气体气压来独立调控碰撞环境, 避免加热蒸气池时基态原子密度改变与碰撞效应的耦合, 揭示了 Ne 原子碰撞对荧光各谱线强度的调制规律. 实验中, 探测光功率为 $500\ \mu\text{W}$, 耦合光功率为 $5\ \text{mW}$, 探测光和耦合光偏振均为竖直线偏振. 依次更换充有不同 Ne 气压 (0 Pa, 5 Pa, 10 Pa, 15 Pa, 20 Pa, 25 Pa, 30 Pa, 35 Pa, 40 Pa, 45 Pa) 的同尺寸铷原子蒸气池, 测量不同 Ne 气压

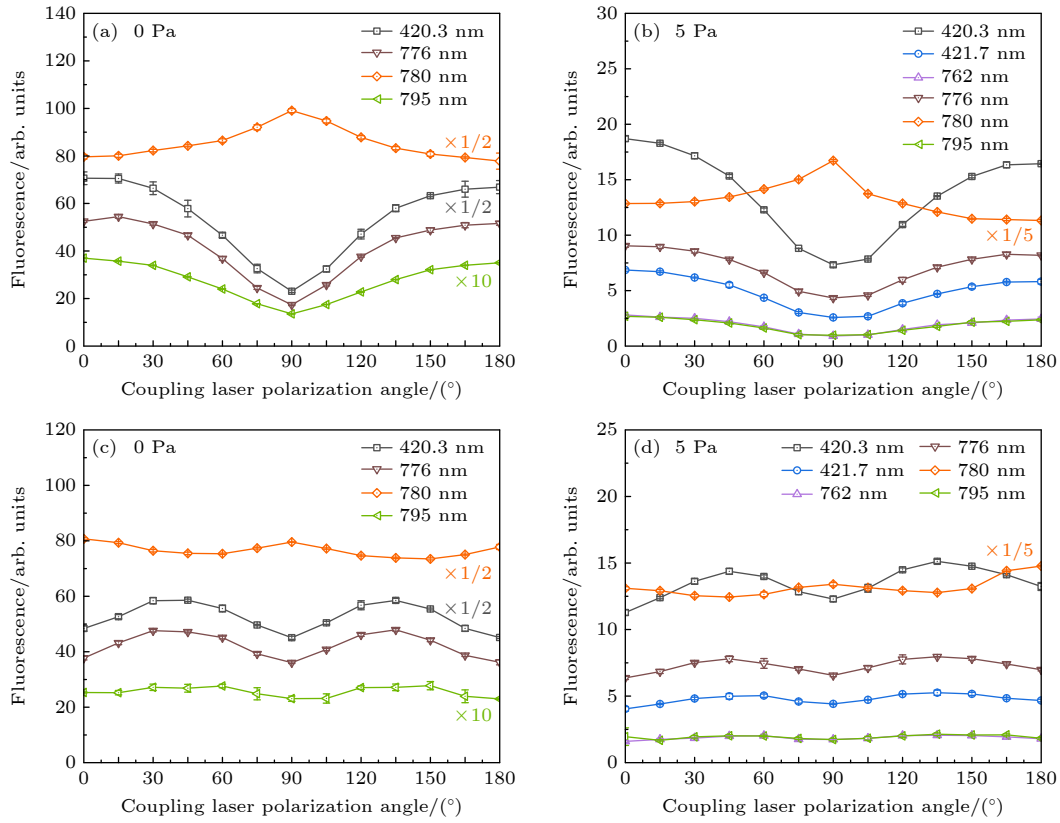


图6 耦合光偏振对荧光谱的影响 (a) 未充 Ne (0 Pa) ^{87}Rb 原子蒸气池中探测光圆偏振 (σ^+), 改变耦合光偏振角度对各荧光强度的影响; (b) 充 Ne (5 Pa) ^{87}Rb 原子蒸气池中探测光圆偏振 (σ^+), 改变耦合光偏振角度对各荧光强度的影响; (c) 未充 Ne (0 Pa) ^{87}Rb 原子蒸气池中探测光竖直线偏振, 改变耦合光偏振角度对各荧光强度的影响; (d) 充 Ne (5 Pa) ^{87}Rb 原子蒸气池中探测光竖直线偏振, 改变耦合光偏振角度对各荧光强度的影响; 横轴表示 $1/4$ 波片的角, 其中 0° 对应圆偏振 (σ^+), 45° 对应竖直线偏振, 90° 对应圆偏振 (σ^-); 具体的实验参数探测光功率为 $500\ \mu\text{W}$, 耦合光功率为 $5\ \text{mW}$ (注: 所有缩放因子仅用于同图显示, 拟合和物理讨论使用原始峰面积)

Fig. 6. Influence of beam polarization configuration on the fluorescence spectrum: (a) In a ^{87}Rb atomic vapor cell without Ne filling (0 Pa), with the probe laser circularly polarized (σ^+), dependence of fluorescence spectral peak intensities on the coupling laser polarization angle; (b) in a ^{87}Rb atomic vapor cell with Ne filling (5 Pa), with the probe laser circularly polarized (σ^+), dependence of fluorescence spectral peak intensities on the coupling laser polarization angle; (c) in a ^{87}Rb atomic vapor cell without Ne filling (0 Pa), with the probe laser vertically linearly polarized, dependence of fluorescence spectral peak intensities on the coupling laser polarization angle; (d) in a ^{87}Rb atomic vapor cell with Ne filling (5 Pa), with the probe laser vertically linearly polarized, dependence of fluorescence spectral peak intensities on the coupling laser polarization angle; the horizontal axis represents the angle of a quarter-wave plate, where 0° corresponds to σ^+ circular polarization, 45° corresponds to vertical linear polarization and 90° corresponds to σ^- circular polarization. Experimental parameters: probe laser power = $500\ \mu\text{W}$, coupling laser power = $5\ \text{mW}$ (Note: all scaling factors are used only for co-plot display; the original peak areas are used for fitting and physical discussions).

下 420.3 nm, 421.7 nm, 762 nm, 776 nm, 780 nm 和 795 nm 的荧光强度. 此时观察双光子 EIT 光谱, 谱峰展宽约 25 MHz, 45 Pa 的缓冲气体碰撞展宽与频移小于 4 MHz, 基本满足共振激发条件. 测量结果如图 7 所示, 从充 Ne 气压 0 Pa 到 5 Pa, 观测到 421.7 nm, 762 nm 荧光出现, 而其他荧光强度显著降低. 充 Ne 压强 5 Pa 后, 随着充 Ne 压强的升高, 所有荧光强度均逐渐下降, 当充 Ne 气压增至 45 Pa 时, 762 nm, 776 nm 和 795 nm 的荧光强度都弱到不可测量, 因此没有进行更高充 Ne 气压

的实验. 充 Ne 后增加了 Ne 原子与铷原子间的碰撞, 使 $5D_{5/2}$ 态快速向周围能级扩散, 特别是布居到 $5D_{3/2}$ 态, 随后通过自发辐射路径 $5D_{3/2} \rightarrow 6P_{1/2} \rightarrow 5S_{1/2}$ 产生 421.7 nm 荧光, 通过路径 $5D_{3/2} \rightarrow 5P_{1/2} \rightarrow 5S_{1/2}$ 产生 762 nm 荧光并增强 795 nm 荧光. 随着充 Ne 气压的增大, 碰撞效应增强, 碰撞退相干后的原子对荧光的再吸收增强导致荧光强度逐渐降低. 这些实验结果验证可以通过改变充 Ne 气体的压强, 调节碰撞效应, 进而对双光子激发过程的荧光进行调控.

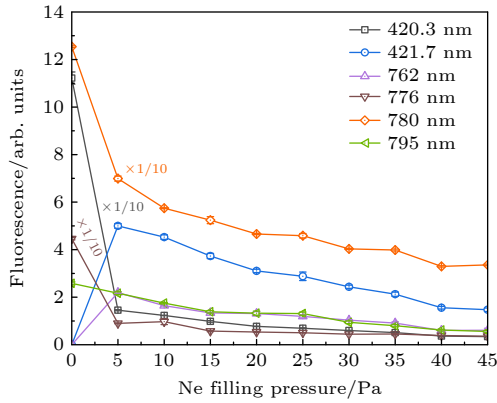


图 7 不同充 Ne 压强对荧光谱的影响, 具体的实验参数探测光功率为 500 μ W, 耦合光功率为 5 mW, 探测光和耦合光偏振均为竖直线偏振 (注: 所有缩放因子仅用于同图显示, 拟合和物理讨论使用原始峰面积)

Fig. 7. Influence of different Ne filling pressures on the fluorescence spectrum, experimental parameters of probe laser power = 500 μ W, coupling laser power = 5 mW; both beams vertically linearly polarized (note: all scaling factors are used only for co-plot display; the original peak areas are used for fitting and physical discussions).

4 结 论

本研究系统探讨了 780—776 nm 双光子激发 ^{87}Rb 原子 $5\text{D}_{5/2}$ 态的荧光光谱特性, 及其对激发光参数和缓冲气体环境的响应规律. 搭建了高效率的荧光收集系统, 利用高精度光栅光谱仪, 实现了多通道荧光的高分辨测量, 光谱分辨率优于 0.5 nm, 显著优于传统窄带滤波片方法. 光功率依赖研究表明, 在未充 Ne 的原子蒸气池中, 荧光信号随探测光与耦合光功率的增加出现饱和效应; 充入 Ne 气后, 饱和效应及原子自吸收效应均被显著加速. 偏振依赖关系研究发现: 当探测光或耦合光中有一束固定为线偏振时, 改变另一束光的偏振状态对各通道荧光强度影响较弱, 即荧光强度对偏振表现出较低的敏感性, 这对锁频等实际应用非常有利, 意味着可以忽略光场偏振波动带来的影响; 而当其中一束光固定为圆偏振时, 改变另一束光的偏振状态则对荧光强度具有显著的调制作用. 缓冲气体气压影响研究表明, Ne 原子碰撞促进了 $5\text{D}_{5/2} \rightarrow 5\text{D}_{3/2}$ 能级的非辐射转移, 改变了原子的衰变路径, 从而产生新波长的荧光成分.

本文介绍的高精度光谱测量与碰撞转移分析, 揭示了近年来基于低激发态原子体系荧光强度比的黑体辐射测温方案中可能存在的碰撞效应. 如 NIST 提出的 CoBRAS (compact blackbody-

radiation atomic sensor) 方法^[24]中, 其基于荧光比与稳态布居关联的测温过程, 可能受到碰撞增强非辐射转移的影响, 特别是在高温、高密度原子系统中. 同时, 本文实现的高分辨荧光测量技术还具有向里德伯原子体系进一步拓展的潜力. 通过同时分辨不同里德伯态的自发辐射荧光强度, 有望为研究黑体辐射诱导的里德伯态跃迁过程及其测温应用提供新的实验方案与研究思路. 上述结果不仅为理解碰撞效应对荧光测温过程的影响提供了实验参考, 也为相关测温方案向里德伯体系的拓展提供了光谱学技术.

参考文献

- [1] Saffman M, Walker T G, Mølmer K 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 2313
- [2] Prajapati N, Niu Z, Novikova I 2021 *Opt. Lett.* **46** 1800
- [3] Nez F, Biraben F, Felder R, Millerioux Y 1993 *Opt. Commun.* **102** 432
- [4] Qu Y Z, Wang J G, Li J M 1997 *Acta Phys. Sin.* **46** 249 (in Chinese) [屈一至, 王建国, 李家明 1997 物理学报 **46** 249]
- [5] Perrella C, Light P S, Anstie J D, et al. 2013 *Opt. Lett.* **38** 2122
- [6] Li W F, Du J J, Lam M, Li W H 2022 *Opt. Lett.* **47** 4399
- [7] Wang S D, Yuan J P, Wang L R, Xiao L T, Jia S T 2018 *J. Phys. Soc.* **87** 084301
- [8] Ludlow A D, Boyd M M, Ye J, Peik J, Schmidt P O 2015 *Rev. Mod. Phys.* **87** 637
- [9] Grove T T, Sanchez V V, Duncan B C, Maleki S, Gould P L 1995 *Phys. Scr.* **52** 271
- [10] Olson A J, Carlson E J, Mayer S K 2006 *Am. J. Phys.* **74** 218
- [11] Ahern E J, Scholten S K, Locke C, Hébert N B, White B, Luiten A N, Perrella C 2025 *Phys. Rev. Appl.* **23** 044025
- [12] López-Hernández O, Hernández-Gómez S, Ponciano-Ojeda F S, Mojica-Casique M, Colín-Rodríguez R, Flores-Mijangos J, Sahagún D, Ramírez-Martínez F, Jiménez-Mier J 2015 *J. Appl. Res. Technol.* **13** 543
- [13] Reiser A, Schächter L 2013 *Phys. Rev. A* **87** 033801
- [14] Sheng D, Pérez Galván A, Orozco L A 2008 *Phys. Rev. A* **78** 062506
- [15] Obaze-Adeleke A C, Semon B, Bandi T N 2025 *Photonics*. **12** 513
- [16] Stowe M C, Thorpe M J, Pe'er A 2008 *Adv. At. Mol.* **55** 1
- [17] Sell J F, Gearba M A, DePaola B D, Knize R J 2014 *Opt. Lett.* **39** 528
- [18] Zhang J Y, Zhai H, Wang J, Xiao Y H, Dai H, Lian J Q, Yang S Y, Chen J, Liu Z D 2025 *Chin. Opt.* **18** 415 (in Chinese) [张炯阳, 翟浩, 王骥, 肖玉华, 代虎, 廉吉庆, 杨世宇, 陈江, 刘志栋 2025 中国光学 **18** 415]
- [19] Beard R, Martin K W, Elgin J D, Kasch B L, Krzyzewski S P 2024 *Opt. Express* **32** 7417
- [20] Akulshin A M, Hall B V, Ivannikov V, Orel A A, Sidorov A I 2011 *J. Phys. B* **44** 215401
- [21] Nishiyama A, Nakajima Y, Nakagawa K, Minoshima K 2018 *Opt. Express* **26** 8957
- [22] Wang L R, Zhang Y C, Xiang S S, Cao S K, Xiao L L, Jia S T 2015 *Chin. Phys. B* **24** 063201
- [23] Cao W W, Wang S D, Yuan J P, Wang L R, Xiao L T, Jia S T 2025 *Opt. Commun.* **574** 131071
- [24] La Mantia D S, Lei M X, Prajapati N, Schlossberger N, Simons M T, Holloway C L, Scherschligt J, Eckel S P, Norrgard E B 2025 *Phys. Rev. Appl.* **23** 044037

High-resolution measurement of multi-channel fluorescence spectra from the $5D_{5/2}$ state of ^{87}Rb atoms via two-photon excitation*

XU Zhenlu^{1)3)#} ZHANG Jianan^{2)#} LIU Yimin²⁾ LIU Yuqing²⁾
 JIA Fengdong^{2)†} WANG Jinghui^{3)‡} MENG Fei⁴⁾ WANG Qiang⁴⁾
 ZHANG Jianwei¹⁾ ZHONG Zhiping²⁾⁵⁾

1) (*School of Mechanical and Power Engineering, Shenyang University of Chemical Technology, Shenyang 110142, China*)

2) (*School of Physical Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

3) (*Institute of Thermal Metrology, National Institute of Metrology, Beijing 100029, China*)

4) (*Institute of Time and Frequency Metrology, National Institute of Metrology, Beijing 100029, China*)

5) (*CAS Center for Excellence in Topological Quantum Computation, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

(Received 15 April 2026; revised manuscript received 13 May 2026)

Abstract

In this work, a two-photon resonant excitation scheme composed of a 780 nm probe beam and a 776 nm coupling beam is employed to measure the fluorescence spectra generated by exciting ^{87}Rb atoms to the $5D_{5/2}$ state. Using a high-resolution spectrometer, we achieve multi-channel fluorescence spectral resolution of the decay from the $5D$ state to the ground state via the $6P$ and $5P$ levels, with a spectral resolution better than 0.5 nm. The resolved spectra include the spontaneous emission lines at 420.3 nm, 776 nm, and 780 nm, as well as the fluorescence lines at 421.7 nm, 762 nm, and 795 nm that arise from collision-induced non-radiative transitions followed by spontaneous emission. The influence of the probe intensity, coupling intensity, and their polarization combinations on the fluorescence intensity of each channel during the excitation process is investigated. The results show that increasing the probe and coupling powers causes the fluorescence signals to saturate; some fluorescence components saturate more rapidly in a neon-filled vapor cell and exhibit a decrease due to collision-induced self-absorption. Compared with linear polarization, the modulation of fluorescence intensity by polarization is more pronounced under circularly polarized light. Furthermore, the effect of collision-induced non-radiative transitions on the fluorescence intensity of each channel is studied by introducing buffer gas at different pressures into the rubidium vapor cell. The results indicate that adding Ne buffer gas accelerates the saturation and self-absorption processes, while collisions between Ne and Rb atoms promote the non-radiative transition from the $5D_{5/2}$ to the $5D_{3/2}$ level, thereby adding decay pathways and generating new fluorescence signals. This work deepens the understanding of two-photon excitation dynamics and collision-induced energy transfer mechanisms in alkali metal atoms, provides an experimental reference for the influence of collisional effects on fluorescence thermometry, and offers spectroscopic techniques for extending related thermometry schemes to Rydberg systems.

Keywords: two-photon excitation, Rb $5D$ state, multichannel fluorescence spectroscopy

DOI: [10.7498/aps.75.20260526](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260526)

CSTR: [32037.14.aps.75.20260526](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20260526)

* Project supported by the Natural Science Foundation of Beijing, China (Grant Nos. 1252033, 1262044).

These authors contributed equally.

† Corresponding author. E-mail: fdjia@ucas.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: wangjh@nim.ac.cn



^{87}Rb 原子双光子激发 $5D_{5/2}$ 态多通道荧光谱的高分辨测量

徐振鲁 张嘉楠 刘一珉 刘宇晴 贾凤东 王景辉 孟飞 王强 张建伟 钟志萍

High-resolution measurement of multi-channel fluorescence spectra from the $5D_{5/2}$ state of ^{87}Rb atoms via two-photon excitation

XU Zhenlu ZHANG Jianan LIU Yimin LIU Yuqing JIA Fengdong WANG Jinghui MENG Fei
WANG Qiang ZHANG Jianwei ZHONG Zhiping

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 190301 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260526

CSTR: 32037.14.aps.75.20260526

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260526>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

Rydberg原子 $nS_{1/2} \rightarrow (n+1)S_{1/2}$ 双光子激发EIT-AT光谱

$nS_{1/2} \rightarrow (n+1)S_{1/2}$ two-photon excitation EIT-AT spectrum of Rydberg atom

物理学报. 2022, 71(4): 043202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211458>

对氯苯腈的双色共振双光子电离和质量分辨阈值电离光谱

Two-color resonance enhanced two-photon ionization and mass analyzed threshold ionization spectroscopy of *p*-chlorobenzonitrile

物理学报. 2022, 71(10): 103301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220089>

多微管阵列结构腔-原子吸收光谱测量Rb同位素比

Measurement of Rb isotope ratio by atomic absorption spectroscopy with multi-microchannel array structure cavity

物理学报. 2023, 72(5): 053201 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221963>

基于MCDHF方法的锶原子 $5s4d\ ^3D_{1,2,3}$, 1D_2 和 $5s6s\ ^3S_1$ 态超精细结构常数、朗德 g 因子及寿命的理论研究

Theoretical calculation of hyperfine structure constants, Landé g factors, and lifetimes of the $5s4d\ ^3D_{1,2,3}$, 1D_2 and $5s6s\ ^3S_1$ states in strontium based on the multi-configuration Dirac-Hartree-Fock method

物理学报. 2026, 75(10): 053201 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251796>

啁啾脉冲激发的瞬态双光子跃迁探究

Transient two-photon transitions excited by chirped pulse

物理学报. 2025, 74(18): 184203 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250879>

超冷($36D_{5/2}+6S_{1/2}$)里德伯分子的制备及其电偶极矩的测量

Preparation of ultra-cold ($36D_{5/2}+6S_{1/2}$) Rydberg molecule and measurement of its permanent electric dipole moment

物理学报. 2023, 72(3): 033202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221865>