

# 相干布居囚禁振荡与拉曼失谐的关系\*

韩艳晨 李昱东 李维†

(中国航空工业集团公司北京长城计量测试技术研究所, 计量与校准技术重点实验室, 北京 100095)

(2023 年 9 月 1 日收到; 2023 年 10 月 8 日收到修改稿)

相干布居囚禁 (CPT) 振荡是一种基于 CPT 态而产生的瞬态振荡现象, 与相干双色光频差和  $\Lambda$  型三能级结构原子基态能级间隔之间的拉曼失谐有关. 本文采用锯齿波对微波信号进行频率调制, 实现拉曼失谐均匀变化和阶跃变化. 并通过建立频率调制速率和拉曼失谐变化速率之间的关系, 分析拉曼失谐变化速率和变化方式对 CPT 振荡的影响. 结果表明, 当拉曼失谐均匀变化时, 激发 CPT 态原子产生振荡现象需要满足变化速率较快的条件, 且激发产生的振荡呈现非谐波振荡行为. 当拉曼失谐发生阶跃变化时, 激发产生的 CPT 振荡为阻尼振荡且振荡频率与失谐量相等. 利用锯齿波进行微波频率调制, 进而实现对拉曼失谐的调制, 实现 CPT 态的完全建立和 CPT 振荡的完全衰减过程, 在弱磁场测量和原子钟领域具有较大的应用潜力.

**关键词:** 相干布居囚禁, 瞬态振荡, 拉曼失谐, 阻尼振荡**PACS:** 42.50.Gy, 42.50.Md, 32.70.-n**DOI:** 10.7498/aps.73.20231408

## 1 引言

相干布居囚禁 (coherent population trapping, CPT) 是指相干双色激光的频差与  $\Lambda$  型三能级原子的基态超精细能级间隔相等时, 原子被制备到基态超精细能级的相干叠加态上, 产生不吸收激光也不发射荧光的现象, 可用于实现低成本、高精度、芯片化的原子钟和磁力计装置<sup>[1-5]</sup>. 目前, 基于稳态过程的 CPT 现象已被广泛地研究<sup>[6,7]</sup>, 而瞬态过程研究相对较少. 1998 年, 意大利国家电子研究所在具有拉曼失谐的铯原子  $\Lambda$  型三能级结构中观察到振荡现象<sup>[8]</sup>. 2004 年, 韩国标准与科学研究所采用方波进行微波频率调制, 研究了拉曼失谐对 CPT 信号振荡的影响<sup>[9]</sup>. 2009 年, 北京大学量子电子学研究所从理论方面证明瞬态 CPT 现象是一种阻尼振荡, 并使用频率为 100 Hz 的方波进行微波频率调制, 证实了 CPT 振荡与拉曼失谐之间的

关系, 提出基于 CPT 瞬态振荡现象的原子钟方案<sup>[10]</sup>. 2015 年, 该团队<sup>[11]</sup> 基于双色相干激光频率差与  $\Lambda$  型三能级原子基态能级频率间隔近失谐时所产生的弛豫振荡, 提出相干布居数拍频 (coherent population beating, CPB) 概念, 并使用方波对微波频率调制, 研究了铷原子基态超精细能级相干性对 CPB 信号的影响. 2016 年, 俄罗斯新西伯利亚州立大学分别采用方波和正弦波两种微波频率调制方式, 研究了不同双色泵浦调制频率下 CPT 瞬态振荡的演化过程, 并从理论和实验上证实了增大微波调制信号的频率会增强 CPT 信号的瞬态过程, 产生瞬态振荡<sup>[12]</sup>. 2019 年, 该研究团队<sup>[13]</sup> 使用正弦波进行频率调制, 发现当调制信号的扫描频率和扫描宽度近似相等时, 利用 CPT 共振激发的动力学可以提高原子钟对比度. 此后, 研究人员将 CPT 瞬态振荡的研究拓展至同属于光诱导相干现象的非线性磁光旋转 (nonlinear magneto optical rotation, NMOR) 领域<sup>[14-16]</sup>, 研究磁场调制的频

\* 航空工业计量所创新基金 (批准号: ZC02201580) 和计量与校准技术实验室基金 (批准号: JLJK2022001B003) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: livy09@163.com

率、振幅以及扫描速率对 NMOR 瞬态过程的影响. 除此之外, 随着研究的不断深入, 基于 CPT 瞬态振荡的潜在应用也被发现并研究, 例如基于 CPT 瞬态振荡的原子钟以及磁场测量装置等 [10,17-19].

CPT 的瞬态振荡现象已被多个研究组发现并从理论和实验上予以证明, 该现象与相干双色激光频差和原子基态能级间隔之间存在拉曼失谐有关. 不同的频率调制方式会导致拉曼失谐的变化方式不同, 进而引起不同的 CPT 瞬态振荡过程. 然而, 目前已有的研究大多聚焦于采用方波、正弦波对微波频率进行调制, 探究相干双色激光频差发生阶跃变化和而非均匀变化对 CPT 瞬态振荡的影响 [9-12], 针对相干双色激光频差均匀变化方面的研究相对较少. 此外, 已有研究表明, 扫描速率过快会增强 NMOR 瞬态过程 [14], 但针对扫描速率对 CPT 瞬态过程影响的研究仍是空白. 本文采用周期性锯齿波对微波频率进行调制, 实现一个周期内相干双色激光频差同时存在均匀变化和阶跃变化, 并利用  $^{87}\text{Rb}$  原子基态  $5^2\text{S}_{1/2}$  的超精细子能级  $F=1, F=2$  和激发态  $5^2\text{P}_{1/2}$  的  $F=2$  所构成的  $\Lambda$  型三能级结构, 探究拉曼失谐的变化方式以及变化速率对 CPT 瞬态振荡的影响.

## 2 理论基础

CPT 现象涉及光泵浦和量子干涉两个过程. 图 1 是典型的相干双色光激发  $\Lambda$  型三能级结构原子示意图. 其中,  $|1\rangle$  和  $|2\rangle$  表示原子的两个基态能级,  $|3\rangle$  表示原子的激发态能级. 当两个频率分别为  $\omega_1$  和  $\omega_2$  的相干光场与三能级原子相互作用时, 处于基态能级的原子被泵浦至激发态. 处于激发态能级的原子会发生向基态能级辐射,  $\Gamma$  用于表示激发态原子的弛豫率, 而  $\gamma_1$  和  $\gamma_2$  表示两个基态能级之间的弛豫率. 三能级结构原子的基态超精细能级频率间隔为  $\Delta_{21}$ , 与其相互作用的双色相干激光的频率差为  $\omega_{21}$  ( $\omega_{21} = |\omega_1 - \omega_2|$ ).  $\Delta_1$  ( $\Delta_2$ ) 表示频率为  $\omega_1$  ( $\omega_2$ ) 的光与能级  $|1\rangle$  和  $|3\rangle$  ( $|2\rangle$  和  $|3\rangle$ ) 之间的单光子失谐. 而双光子拉曼失谐  $\Delta$  表示双色相干激光频差和原子基态能级频率间隔之间的失谐量, 即  $\Delta = \omega_{21} - \Delta_{21}$ . 根据图 1 可知,  $\omega_{21}$ ,  $\Delta_{21}$ ,  $\Delta_1$  以及  $\Delta_2$  之间存在如下关系:

$$\omega_{21} = \Delta_{21} + \Delta_1 + \Delta_2. \quad (1)$$

即双光子拉曼失谐也可以表示为  $\Delta = \Delta_1 + \Delta_2$ .

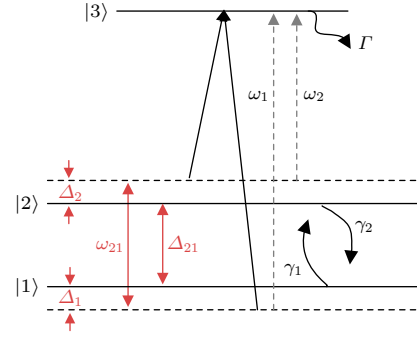


图 1 双色光激发  $\Lambda$  型三能级原子示意图

Fig. 1. A typical  $\Lambda$  energy system coherent bichromatic laser fields.

在上述  $\Lambda$  型三能级原子结构中, CPT 瞬态振荡现象可以通过密度矩阵方程进行理论计算 [17]. 由于系统中存在激发态原子的弛豫率  $\Gamma$  以及两个基态能级之间的弛豫率  $\gamma_1$  和  $\gamma_2$ , 密度矩阵算符的演化方程组可以使用刘维尔 (Liouville) 方程来推导 [12]. 已有研究广泛采用假设两束激光拉比频率相等 (均为  $\Omega$ ), 且两束激光与能级之间的单光子失谐满足  $\Delta_1 = \Delta_2$  的方式, 实现简化计算的目的 [10,11]. 上述  $\Lambda$  型三能级原子结构满足  $\Gamma$  远大于  $\gamma_1, \gamma_2$  以及  $\Omega$ , 且  $|3\rangle$  能级上的布居数  $\rho_{33}$  远小于  $|1\rangle, |2\rangle$  能级上的布居数  $\rho_{11}$  和  $\rho_{22}$ . 在此条件下, 可以推导得到布居数  $\rho_{33}$  的解析表达式 [10,11]:

$$\rho_{33} = \text{Re} \left\{ -\frac{2k_1\eta_1}{\eta_1 + \lambda + \Gamma} \exp[(\eta_1 + \lambda)t] - \frac{2k_2\eta_2}{\eta_2 + \lambda + \Gamma} \exp[(\eta_2 + \lambda)t] + \frac{2k_3\lambda}{\Gamma} + C \exp(-\Gamma t) \right\}, \quad (2)$$

其中

$$\lambda = -\gamma_2 + i\Delta, \quad (3)$$

$$k_3 = -\frac{\Omega^2}{8\lambda^2 - 4\lambda\alpha + 4\Omega^2}, \quad (4)$$

$$\eta_{1,2} = \frac{\alpha \pm \sqrt{\alpha^2 - 8\Omega^2}}{4}, \quad (5)$$

$$\alpha = 2\gamma_2 - \Gamma - i\Delta, \quad (6)$$

$$k_{1,2} = k_3 \frac{\lambda + \eta_{1,2}}{\eta_{1,2} - \eta_{2,1}}. \quad (7)$$

(2) 式中第一项表示慢速衰减项, 衰减速率为  $\gamma_2 + \Omega^2/\Gamma$ , 第二项和第四项为快速衰减项, 衰减速率为  $\Gamma$ . 通常情况下,  $\Gamma$  的数值在  $10^8$ — $10^9$  量级,

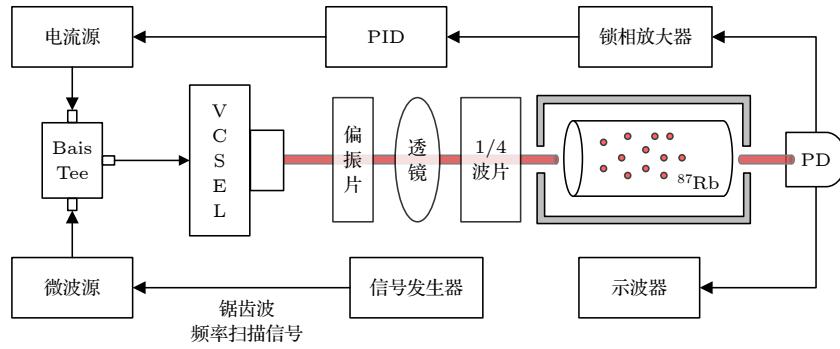


图 2 CPT 信号测试系统框图

Fig. 2. Experimental setup for the CPT signal.

而  $\gamma_2 + \Omega^2/\Gamma$  在  $10^3$  量级, 因此忽略 (2) 式中第二项和第四项. 简化后得到方程:

$$\rho_{33} = \frac{2k_3\lambda}{\Gamma} - \frac{2k_1\eta_1}{\eta_1 + \lambda + \Gamma} \times \exp\left[-\left(\gamma_2 + \frac{\Omega^2}{\Gamma}\right)t\right] \cos \Delta \cdot t. \quad (8)$$

当  $\omega_{21}$  严格等于  $\Delta_{21}$ , 即  $\Delta = 0$  时, 部分原子被泵浦至两个基态能级的相干叠加态上, 使处于激发态的原子布居数最少, 从而产生透射光的增强现象即 CPT 现象<sup>[20]</sup>. 若  $\omega_{21}$  与  $\Delta_{21}$  不相等, 即  $\Delta \neq 0$ , 此时会引起 CPT 瞬态振荡现象.

### 3 实验方法及系统

为了探究相干双色激光频差同时存在均匀变化和阶跃变化时, 相干布居囚禁振荡激发与拉曼失谐之间的关系, 搭建了如图 2 所示的实验测试系统. 采用半宽调制的方法, 设置微波调制频率为  $^{87}\text{Rb}$  原子基态的超精细能级间隔的一半, 即约为 3.417 GHz. 微波信号与电流源输出的直流信号 (大小约为 1.2 mA), 经 Bais-Tee 耦合后注入波长为 795 nm 的垂直腔面发射激光器 (vertical cavity surface emitting laser, VCSEL), 产生一系列频率间隔等于微波频率的边带. 实验中利用  $\pm 1$  级边带作为与  $^{87}\text{Rb}$  原子作用的相干双色光, 通过调整偏振片和 1/4 波片, 使进入原子气室的激光变为左旋圆偏光, 出射光经光电探测器转换为电信号.  $^{87}\text{Rb}$  原子气室表面缠有无磁加热丝以及提供弱磁的螺线管线圈, 并放入磁屏蔽装置中. VCSEL 激光器和原子气室外均设置有温度控制装置, 工作温度依次为 75 °C 和 40 °C. 利用锁相放大器和伺服控制器构成的锁定环路, 实现将 VCSEL 激光频率锁

定至原子气室叠加吸收谱的最低点.

采用锯齿波对微波频率进行调制, 以实现相干双色激光频差与  $^{87}\text{Rb}$  原子基态能级间隔之间的失谐量同时存在均匀变化和阶跃变化. 锯齿波扫描频率、微波输出频率以及拉曼失谐之间的关系如图 3 所示. 其中,  $\omega_0$  表示微波源所设置的中心频率,  $m$  表示频率偏移,  $f$  表示锯齿波的频率. 在使用锯齿波对输出微波进行频率调制过程中, 输出微波频率由  $\omega_0 - m$  变化至  $\omega_0 + m$ , 扫描宽度为  $2m$ , 拉曼失谐由  $-4m$  变化至  $4m$ . 在一个锯齿波周期内, 拉曼失谐均匀变化, 而在锯齿波的下降沿处, 拉曼失谐发生阶跃变化.

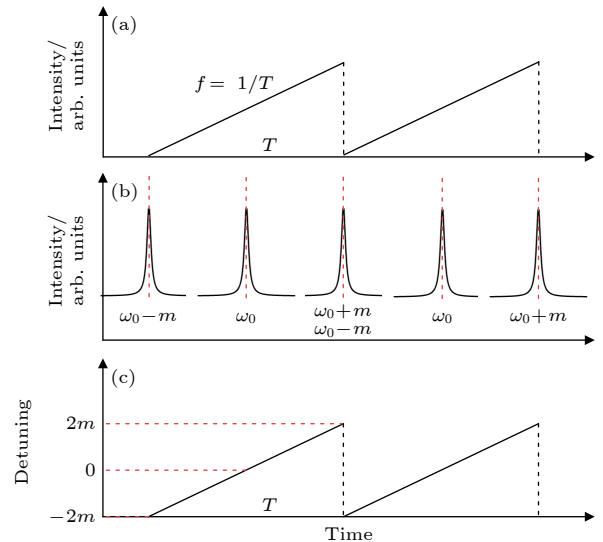


图 3 锯齿波信号与微波频率和拉曼失谐之间的关系 (a) 用于微波频率扫描的锯齿波信号; (b) 微波频率变化; (c) 拉曼失谐变化

Fig. 3. The relationships of sawtooth signal, microwave frequency and Raman detuning: (a) Sawtooth signal for microwave frequency scanning; (b) the change of microwave frequency; (c) the change of Raman detuning.

## 4 结果与讨论

### 4.1 拉曼失谐均匀变化速率对 CPT 振荡的影响

将微波中心频率和偏移频率分别设置为 3.417340064 GHz 和 2 kHz, 分别使用频率为 10 Hz 和 100 Hz 的锯齿波进行频率调制. 由图 3 可知, 当微波源的中心频率和频率偏移保持不变, 锯齿波频率与拉曼失谐变化速率呈正相关. 因此, 随着锯齿波频率的增加, 拉曼失谐均匀变化速率增加. 图 4(a) 为采用频率为 10 Hz 的锯齿波调制微波信号所得到的 CPT 信号, 呈现洛伦兹线型. 图 4(b) 为频率为 100 Hz 的锯齿波调制得到的 CPT 信号. 可以发现当频率为 100 Hz 时, 在拉曼失谐均匀增大至 0 的过程中 (CPT 建立过程), CPT 信号呈现洛伦兹线型; 随着拉曼失谐进一步增加, CPT 信号出现振荡现象. 已有研究表明, 当系统状态变化速率大于原子弛豫速率时, 使原子趋向不同的平衡状态, 从而产生振荡现象<sup>[14]</sup>. 而 CPT 现象是相干双

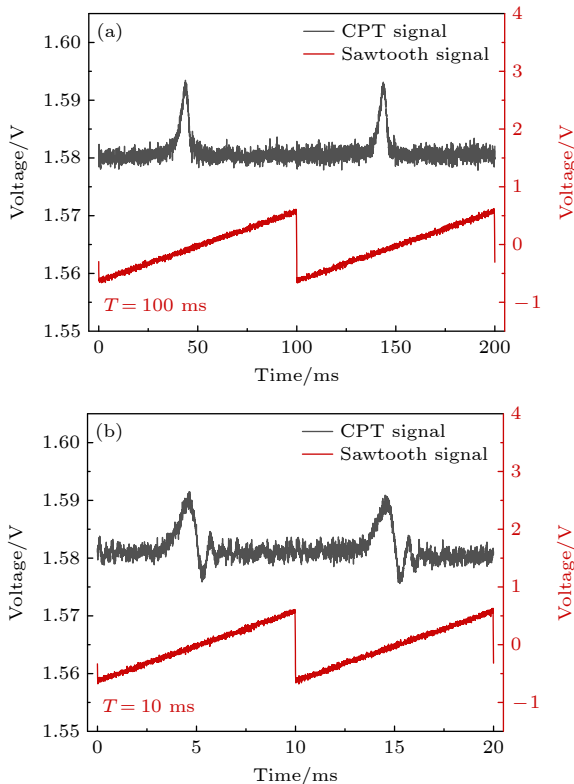


图 4 不同频率锯齿波信号调制下的 CPT 信号 (a) 10 Hz; (b) 100 Hz

Fig. 4. Different CPT signals excited by sawtooth waves with different frequencies: (a) 10 Hz; (b) 100 Hz.

色激光与  $\Lambda$  型三能级原子相互作用, 并随时间演化的过程. 因此, 采用频率为 100 Hz 的锯齿波进行频率调制, 会增大相干双色光频率的变化速率, 进而增大拉曼失谐均匀变化速率, 使 CPT 过程偏离稳态, 从而产生振荡现象.

### 4.2 拉曼失谐变化方式对 CPT 振荡的影响

通过改变微波中心频率, 使激发态原子布居数最少, 基态能级相干程度最高, 即透射光最强的系统状态位于锯齿波的下降沿位置, 可以在锯齿波周期内拉曼失谐均匀变化, 而在下降沿处拉曼失谐阶跃变化. 由图 3 可知, 当微波调制频率保持不变时, 增大频率偏移可以扩大扫描宽度, 导致拉曼失谐均匀变化的速率增大. 同时, 也会使发生阶跃变化所对应的拉曼失谐增大. 因此, 使用频率为 100 Hz 的锯齿波对微波信号进行频率调制, 调整微波中心频率, 并设置不同的频率偏移, 使扫描宽度依次为 1, 1.5, 2, 2.5, 3 和 4 kHz; 发生阶跃变化的拉曼失谐依次为 2, 3, 4, 5, 6 和 8 kHz, 实验参数如表 1 所列.

表 1 微波频率调制参数

Table 1. The modulation parameters of experiments.

序号	微波中心频率/GHz	频率偏移/kHz	扫描宽度/kHz	拉曼失谐/kHz
(a)	3.417339564	0.50	1.0	2
(b)	3.417339314	0.75	1.5	3
(c)	3.417339064	1.00	2.0	4
(d)	3.417338814	1.25	2.5	5
(e)	3.417338564	1.50	3.0	6
(f)	3.417338064	2.00	4.0	8

使用以上微波频率调制参数进行 CPT 信号表征, 结果如图 5 所示. 由图 5(a)–(f) 可以看出, 在每个锯齿波周期内, 均包含 CPT 态建立和 CPT 振荡激发两个过程. 并且, 在 CPT 态建立过程中, 不同拉曼失谐均匀变化速率所得到的信号线型相同. 而当原子被囚禁至相干布居态后, 拉曼失谐的阶跃变化使 CPT 信号出现明显的振荡现象, 且不同失谐量所激发的 CPT 振荡的幅度基本相同. 已有研究表明, CPT 振荡幅度与基态原子能级的相干程度有关, 相干程度越高, 则 CPT 振荡幅度越大<sup>[11]</sup>. 而基态原子能级的相干程度与 CPT 态建立时间有关. 在图 5(a)–(f) 中, CPT 态建立时间相同, 因此不同拉曼失谐所激发的 CPT 振荡幅度基本一致.

为了进一步分析拉曼失谐均匀变化速率对 CPT 态建立过程的影响, 对图 5(a)—(f) 中 CPT 态建立过程曲线 (红色) 进行对称处理 (蓝色), 并使用洛伦兹函数拟合, 如图 6 所示. 图 6(a)—(f) 均较好地满足洛伦兹曲线, 表明拉曼失谐均匀变化速率不会影响 CPT 态建立过程线型. 此外, 图 6(a)—(f) 中, 洛伦兹曲线的半峰全宽 (FWHM) 由 2.99 减小至 1.66. 将 FWHM 转换至拉曼失谐, 得到 CPT 信号线宽随着拉曼失谐均匀变化速率增大而呈现增大趋势. 该变化趋势与图 4 结果相符, 与拉曼失谐均匀变化速率减慢, 相干双色光与三能级原子作用过程近似为稳态有关.

图 7 为不同阶跃变化拉曼失谐所激发的振荡信号频率的拟合结果. 其中, 黑色为图 5 中部分 CPT 振荡曲线, 红色为阻尼振荡函数拟合结果. 图 7(a)—(f) 曲线能够较好满足阻尼振荡函数, 表明拉曼失谐阶跃变化可以激发 CPT 信号产生阻尼振荡. 拟合得到振荡频率分别为 2.03, 3.05, 4.04, 5.03, 6.05 和 8.008 kHz, 与发生阶跃变化的拉曼失谐大小相等. 此外, 与图 4(b) 相比, 二者的振荡线型有明显区别. 可知, 拉曼失谐以较大速率均匀变化所引起的振荡呈现非谐波行为, 而拉曼失谐的阶跃变化所引起的振荡呈现阻尼振荡过程, 该实验结果与已有研究一致 [12,21].

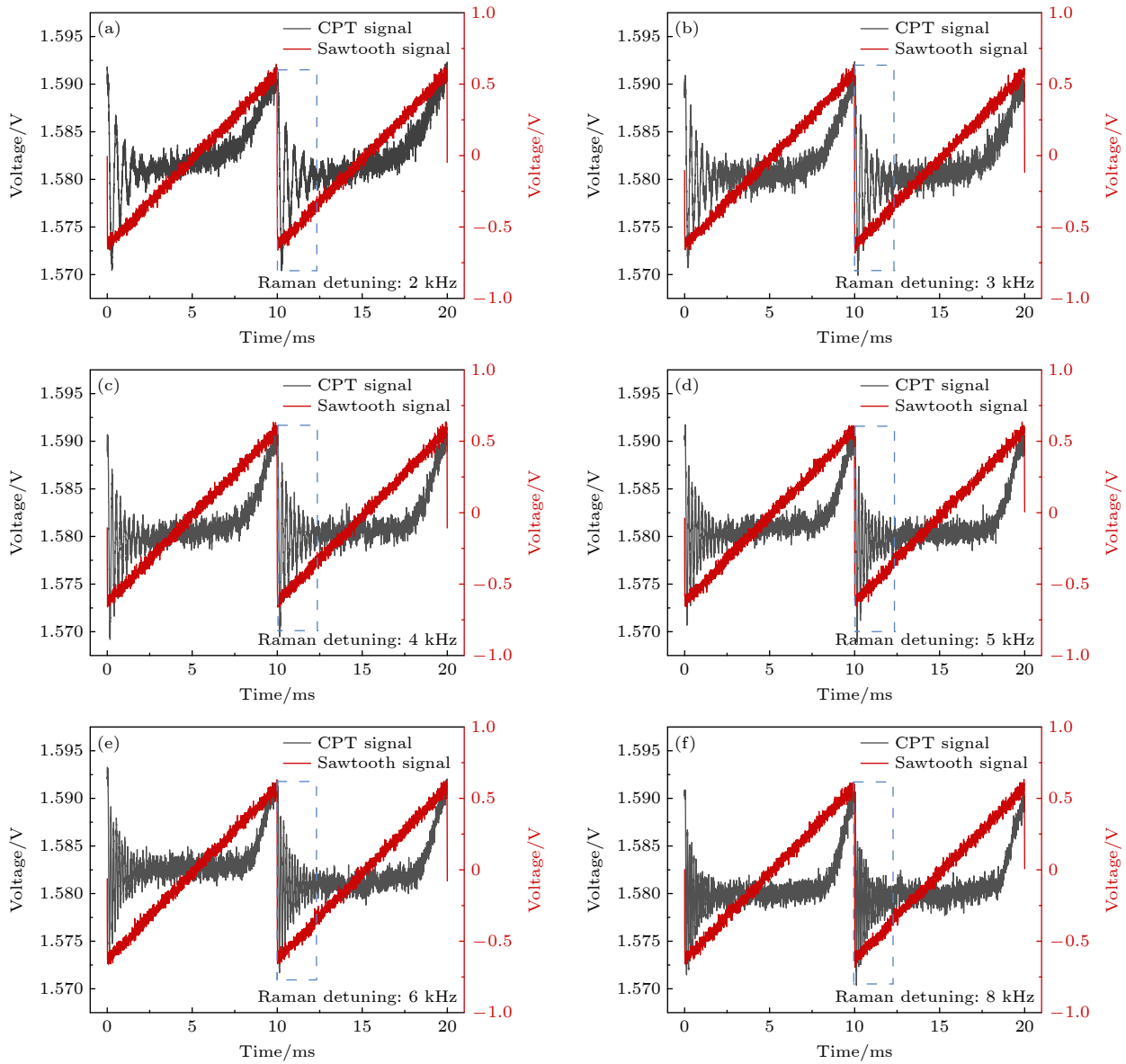


图 5 不同拉曼失谐与 CPT 信号的关系 (a) 2 kHz; (b) 3 kHz; (c) 4 kHz; (d) 5 kHz; (e) 6 kHz; (f) 8 kHz

Fig. 5. The relationships of different Raman detuning and CPT signals: (a) 2 kHz; (b) 3 kHz; (c) 4 kHz; (d) 5 kHz; (e) 6 kHz; (f) 8 kHz.

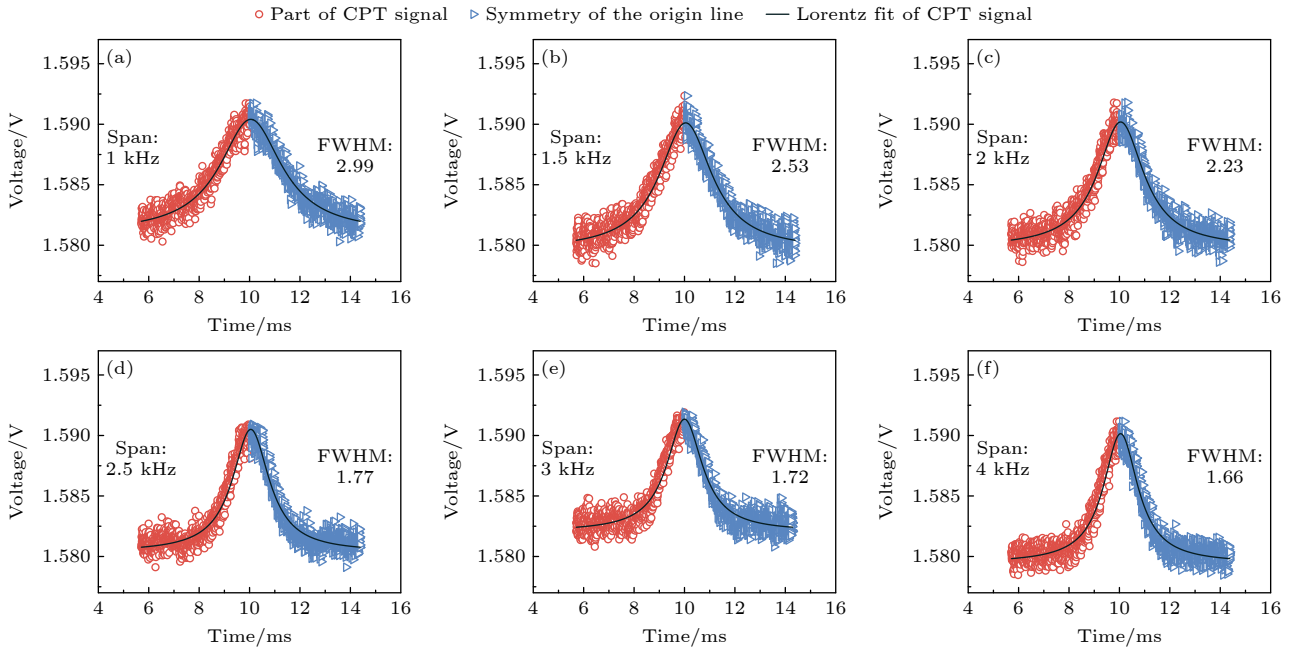


图 6 不同拉曼失谐均匀变化速率条件下, CPT 态建立过程所得信号拟合 (a) 扫描宽度为 1 kHz; (b) 扫描宽度为 1.5 kHz; (c) 扫描宽度为 2 kHz; (d) 扫描宽度为 2.5 kHz; (e) 扫描宽度为 3 kHz; (f) 扫描宽度为 4 kHz

Fig. 6. The CPT signals excited by different change rate of Raman detuning: (a) The scan span is 1 kHz; (b) the scan span is 1.5 kHz; (c) the scan span is 2 kHz; (d) the scan span is 2.5 kHz; (e) the scan span is 3 kHz; (f) the scan span is 4 kHz.

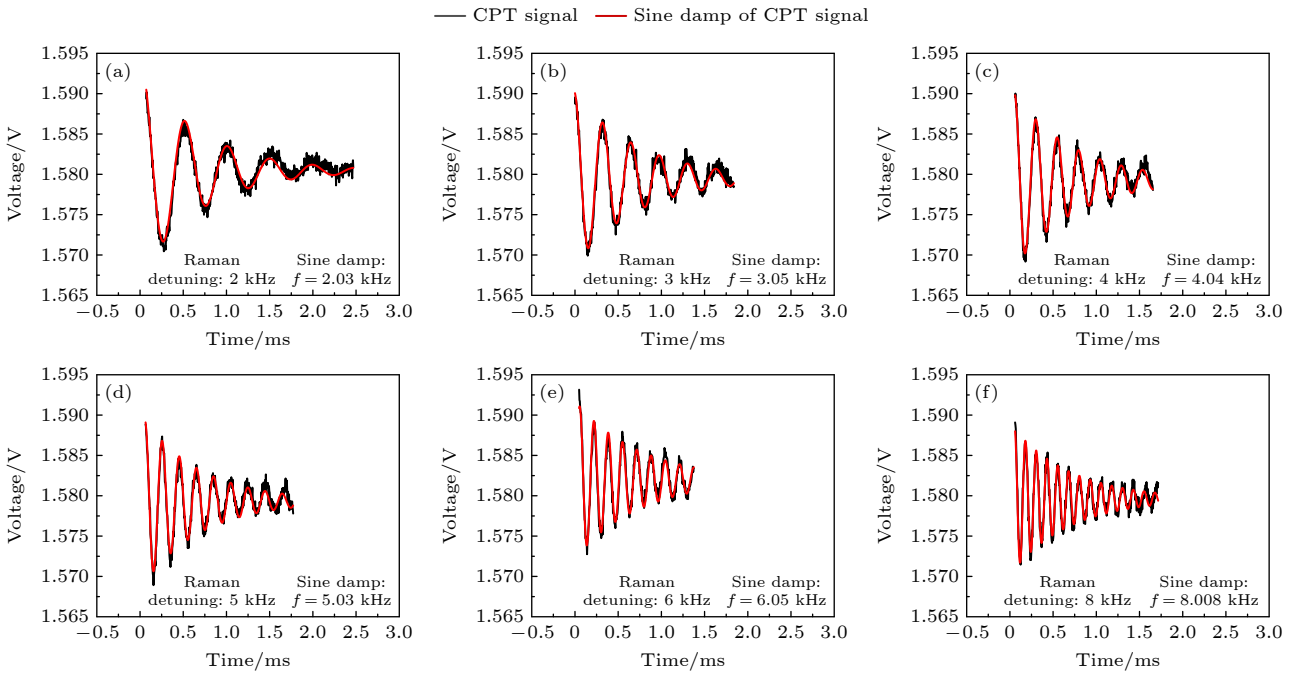


图 7 不同拉曼失谐条件下, CPT 信号的振荡频率 (a) 2 kHz; (b) 3 kHz; (c) 4 kHz; (d) 5 kHz; (e) 6 kHz; (f) 8 kHz

Fig. 7. The CPT oscillation frequency excited by different Raman detuning: (a) 2 kHz; (b) 3 kHz; (c) 4 kHz; (d) 5 kHz; (e) 6 kHz; (f) 8 kHz.

图 8(a) 为拉曼失谐与 CPT 振荡频率之间的关系图, 可以看出, 随着拉曼失谐的增加, CPT 信号的振荡频率也呈现增加趋势, 并且二者存在相等关系. 图 8(b) 为拉曼失谐与 CPT 振荡衰减速率之

间的关系. 根据拟合结果计算得到的阻尼振荡衰减速率在  $1.38 \times 10^3$ — $1.45 \times 10^3$  范围内波动, 可以近似认为不同拉曼失谐条件下得到的 CPT 振荡衰减速率相同. 由理论模型可知, CPT 振荡信号的衰减

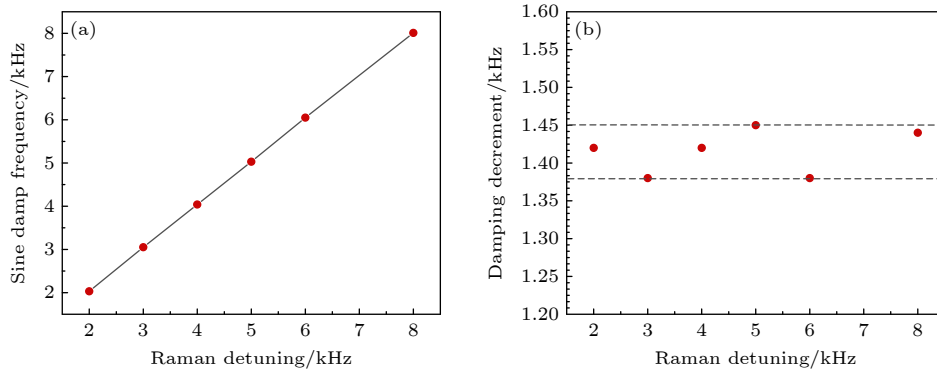


图 8 CPT 信号的振荡频率以及衰减速率与拉曼失谐关系图 (a) 阻尼振荡频率; (b) 阻尼振荡衰减速率

Fig. 8. The relationships between the oscillation frequency and damping decrement of CPT signals and Raman detuning: (a) The damping oscillation frequency; (b) the damping decrement.

速率仅与激发态原子弛豫率  $\Gamma$ 、基态原子弛豫率  $\gamma_2$  以及拉比频率  $\Omega$  有关<sup>[8]</sup>. 因此, 实验结果可以较好地符合理论结果. 除此之外, 利用拉曼失谐与振荡频率相等的关系, 可以将该系统用于弱磁场强度的测量等领域.

## 5 结 论

本文采用周期性锯齿波对微波频率进行调制, 使相干双色激光频差同时存在均匀变化和阶跃变化, 从而获得同时存在均匀变化和阶跃变化的拉曼失谐, 并研究了拉曼失谐变化方式以及变化速率对 CPT 振荡瞬态过程的影响. 研究表明, 当拉曼失谐均匀变化时, CPT 振荡激发过程与失谐量的变化速率有关, 变化速率过大会激发 CPT 信号产生非谐波振荡行为. 当拉曼失谐发生阶跃变化时, CPT 信号产生阻尼振荡行为, 且振荡频率与拉曼失谐相等. 此外, 研究发现 CPT 态的建立过程中, 信号线型与拉曼失谐均匀变化速率无关, 均呈现洛伦兹线型; 但信号线宽随着变化速率减小而减小. 相比于方波和正弦波等调制方式, 采用锯齿波对微波频率调制可以使 CPT 态建立和振荡激发过程的拉曼失谐分别发生均匀变化和阶跃变化, 实现 CPT 态的完全建立和 CPT 振荡的完全衰减过程.

## 参考文献

- [1] Andryushkov V, Radnatarov D, Kobtsev S 2022 *Appl. Opt.* **61** 3604
- [2] Li X J, Shi Y, Xue H B, Ruan Y, Feng Y Y 2021 *Chin. Phys. B* **30** 030701
- [3] Alzetta G, Gozzini A, Moi L, Orriols G 1976 *Nuovo Cimento B* **36** 5
- [4] Liu X C, Ru N, Duan J Y, Yun P, Yao M H, Qu J F 2022 *Chin. Phys. B* **31** 043201
- [5] Kitching J 2018 *Appl. Phys. Rev.* **5** 031302
- [6] Vanier J 2005 *Appl. Phys. B* **81** 421
- [7] Shah V, Kitching J 2010 *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **59** 21
- [8] Vanier J, Godone A, Levi F 1998 *Phys. Rev. A* **58** 2345
- [9] Park S J, Cho H, Kwon T Y, Lee H S 2004 *Phys. Rev. A* **69** 023806
- [10] Guo T, Deng K, Chen X Z, Wang Z 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 151108
- [11] Zhao X N, Zhuang Y X, Wang Z 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 134203 (in Chinese) [赵晓娜, 庄煜昕, 汪中 2015 物理学报 **64** 134203]
- [12] Khripunov S A, Radnatarov D A, Kobtsev S M, et al. 2016 *Quantum Electron.* **46** 668
- [13] Kobtsev S, Radnatarov D, Khripunov S, et al. 2019 *J. Opt. Soc. Am. B: Opt. Phys.* **36** 2700
- [14] Grewal R S, Pustelny S, Rybak A, Florkowski M 2018 *Phys. Rev. A* **97** 043832
- [15] Sun Y J, Ren Y X, Xu Y F, Wang Z Y 2021 *Opt. Laser Technol.* **138** 106903
- [16] Grewal R S, Pustelny S 2020 *Phys. Rev. A* **101** 033825
- [17] Arimondo E, Orriols G 1976 *Lett. Nuovo Cimento* **17** 333
- [18] Erhard M, Helm H 2001 *Phys. Rev. A* **63** 043813
- [19] Dan L, Fan Y Y, Zhuang Y X, Wang Z, Zhao J Y 2020 *EPL* **130** 60004
- [20] Boller K J, Imamoglu A, Harris S E 1991 *Appl. Phys. Lett.* **66** 2593
- [21] Shwa D, Katz N 2014 *Phys. Rev. A* **90** 023858

# Relationship between coherent population trapping oscillation and Raman detuning\*

Han Yan-Chen   Li Yu-Dong   Li Wei<sup>†</sup>

(*Science and Technology on Metrology and Calibration Laboratory, Changcheng Institute of Metrology & Measurement, Aviation Industry Corporation of China, Beijing 100095, China*)

( Received 1 September 2023; revised manuscript received 8 October 2023 )

## Abstract

Coherent population trapping (CPT) oscillation is a transient oscillation phenomenon based on the CPT effect, which is related to the Raman detuning of the coherent bichromatic laser fields from the hyperfine ground-states of three-level  $\Lambda$  system. In this work, sawtooth wave is adopted to modulate the frequency of microwave signal to make Raman detuning change uniformly and stepping. Meanwhile, by building the relationship between the microwave frequency modulation rate and the change rate of Raman detuning, the effects of the change rate and mode of Raman detuning on CPT oscillation are analyzed respectively. The results reveal that when the Raman detuning changes uniformly, the CPT oscillation will occur on condition that the change rate is high enough, and the excited oscillations show non-harmonic oscillation behavior. When the Raman detuning is triggered off by step change, the excited CPT oscillation is a damping oscillation, and the oscillation frequency is equal to the frequency of Raman detuning. The modulation of Raman detuning is realized by using sawtooth wave to modulate the microwave frequency, and then the complete establishment of CPT state and the complete attenuation of CPT oscillation process are achieved. This work presents a new modulation method to realize the CPT oscillation, which shows great application potential in the field of weak magnetic measurements and atomic clocks.

**Keywords:** coherent population trapping, transient oscillation, Raman detuning, damping oscillation

**PACS:** 42.50.Gy, 42.50.Md, 32.70.-n

**DOI:** [10.7498/aps.73.20231408](https://doi.org/10.7498/aps.73.20231408)

---

\* Project supported by the Innovation Fund of the Changcheng Institute of Metrology & Measurement, China (Grant No. ZC02201580) and the Science and Technology on Metrology and Calibration Laboratory, China (Grant No. JLJK2022001B003).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [livy09@163.com](mailto:livy09@163.com)



## 相干布居囚禁振荡与拉曼失谐的关系

韩艳晨 李昱东 李维

### Relationship between coherent population trapping oscillation and Raman detuning

Han Yan-Chen Li Yu-Dong Li Wei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 024203 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20231408

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231408>

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

#### 室温铯原子气室窄线宽相干布居振荡光谱

Narrow-linewidth coherent population oscillation spectroscopy of room-temperature cesium atomic ensemble

物理学报. 2021, 70(16): 163202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210405>

#### $^{87}\text{Rb}$ 玻色-爱因斯坦凝聚体中双拉曼相对相位对相干跃迁操控的实验研究

Experimental study of coherent manipulation in  $^{87}\text{Rb}$  Bose-Einstein condensate with phase difference of double stimulated Raman adiabatic passage

物理学报. 2021, 70(15): 154204 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210173>

#### 利用数值模拟研究表面增强相干反斯托克斯拉曼散射增强基底

Numerical simulation study of surface enhancement coherent anti-Stokes Raman scattering reinforced substrate

物理学报. 2021, 70(10): 104207 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201773>

#### 液相硝基甲烷分子振动特性的相干反斯托克斯拉曼散射光谱

Coherent anti-Stokes Raman scattering spectrum of vibrational properties of liquid nitromethane molecules

物理学报. 2018, 67(2): 024208 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171828>

#### 基于混合飞秒/皮秒相干反斯托克斯拉曼散射的动态高温燃烧场温度测量

Thermometry in dynamic and high-temperature combustion field based on hybrid femtosecond/picosecond coherent anti-Stokes Raman scattering

物理学报. 2021, 70(21): 214203 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211144>

#### 拉曼激光边带效应对冷原子重力仪测量精度的影响

Influence of Raman laser sidebands effect on the measurement accuracy of cold atom gravimeter

物理学报. 2019, 68(19): 194205 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190581>