

# 基于激光双边带抑制的冷原子干涉相移优化与控制\*

叶留贤 许云鹏 王巧薇 程冰 吴彬 王河林<sup>†</sup> 林强

(浙江工业大学理学院, 浙江省量子精密测量重点实验室, 杭州 310023)

(2022年8月30日收到; 2022年10月7日收到修改稿)

采用电光调制技术产生冷原子干涉所需要的拉曼光, 虽然可以使激光系统更加紧凑和稳定, 但其产生的残余边带会引入附加干涉相移, 从而影响冷原子干涉测量精度. 为了降低激光调制边带对冷原子干涉相移的影响, 构建了一种用于冷原子干涉的双边带抑制激光系统. 基于该系统, 详细分析了激光双边带的产生原理和双边带抑制效果; 研究了当残余边带存在时, 拉曼反射镜的初始位置、相邻拉曼脉冲的间隔时间、调制深度和原子团初速度等一系列参数与冷原子干涉相移之间的关系, 并优化相关参数, 降低了残余边带对冷原子干涉相移的影响. 当拉曼反射镜与冷原子团之间的距离为 105 mm, 相邻拉曼脉冲的间隔时间为 82 ms 时, 相移可以优化到 0.7 mrad. 该研究结果为减小拉曼边带效应对冷原子干涉相移的影响提供了一个思路, 相应的激光系统可用于其他惯性传感器, 如原子重力仪或原子重力梯度仪等.

**关键词:** 原子干涉, 边带抑制, IQ 调制, 相移**PACS:** 42.55.Ye, 03.75.Be, 37.25.+k**DOI:** 10.7498/aps.72.20221711

## 1 引言

随着激光冷却和原子干涉测量技术的出现, 冷原子干涉仪得到突飞猛进的发展. 基于原子干涉测量的传感器, 因其具有高灵敏度、高精度的特点, 在重力仪<sup>[1,2]</sup>、重力梯度仪<sup>[3,4]</sup>和陀螺仪<sup>[5]</sup>等得到广泛应用. 但是, 这些仪器常用于复杂的实验室实验, 在安静、稳定的条件下才能更好地工作. 为了更好地适应外场的工作需求, 实现可移动式原子干涉测量, 对拉曼激光系统提出了更高的要求, 除体积小、重量轻以及功耗低外, 还要有较窄的激光线宽, 高频率稳定性, 低相噪, 以及对环境适应性强等要求.

光脉冲原子干涉仪本质上是基于原子与拉曼光脉冲的相互作用. 它利用双光子受激拉曼脉冲在不同的时刻完成对原子物质波的分束、偏转和合束

过程, 最后实现原子在不同内态之间的干涉<sup>[6]</sup>. 因此, 拉曼光的产生是一个重要的研究内容. 目前, 拉曼光的产生可以由光学锁相法<sup>[7]</sup>, 声光调制法<sup>[8]</sup>和电光调制法<sup>[9]</sup>实现. 光学锁相法采用光学锁相技术实现两台激光器的相位锁定<sup>[10]</sup>, 优点是效率高且不会引起额外的系统效应, 但是需要窄线宽的外腔式半导体激光光源. 声光调制法利用声光调制器的正负一级边带产生拉曼光<sup>[11]</sup>, 虽然系统搭建简便, 但是效率比较低. 电光调制法利用光纤电光调制器的边带调制来产生拉曼光<sup>[12]</sup>, 虽然激光方案和光路大大简化, 效率也比较高, 但是会产生多余的激光调制边带, 对冷原子干涉产生一定的影响. 一方面, 残余激光边带的存在会对可用光功率造成浪费<sup>[13]</sup>, 并产生噪声<sup>[14]</sup>; 另一方面, 相差 6.834 GHz 的残余激光边带会在冷原子干涉仪中发生双光子拉曼跃迁, 导致附加相移<sup>[15]</sup>, 最终会影响冷原子干

\* 国家重点研发计划 (批准号: 2017YFC0601602) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: whlin@zjut.edu.cn

涉的条纹对比度<sup>[13]</sup>以及系统测量误差,对冷原子干涉仪的精度产生较大影响<sup>[16]</sup>.因此,为了减少边带效应对原子干涉精度的影响,抑制激光调制过程中产生的残余无用边带就显得尤为重要.目前,有两种方案可以消除或抑制残余激光边带对原子干涉仪的影响.一种是从源头抑制,通过外加一个调制器或法布里-珀罗腔(Fabry-Pérot cavity)滤波器<sup>[17]</sup>直接将残余的边带给滤除,这种方法最终需要通过各边带的抑制比来决定抑制效果<sup>[13]</sup>.另一种方案是要选择一些合适的实验参数组合来减小残余激光边带对原子干涉仪的影响,比如可以设置合适的 $T$ (相邻拉曼脉冲的间隔时间), $v_0$ (原子团初速度)使原子干涉仪工作在对边带效应不敏感的点上<sup>[15]</sup>.

本文针对激光调制边带对冷原子干涉的影响,提出了一种基于IQ调制器<sup>[13]</sup>、可用于冷原子干涉的双边带抑制的激光系统.该系统使用两台激光器并结合IQ调制器通过调制产生两个相干的边带,作为驱动原子干涉仪的拉曼干涉激光.由于采用电光调制的方式来产生拉曼干涉激光,因此不可避免地会产生额外的边带,采用IQ调制的好处是可以将普通电光调制产生的额外边带抑制掉,只保留两个频差满足超精细跃迁的两个相干边带,这不仅减少了由于多边带激光与原子相互作用的影响,还简化了激光系统.结合该系统,首先将对激光双边带抑制进行理论分析,然后讨论拉曼反射镜的初始位置、相邻拉曼脉冲的间隔时间和调制深度等因素对

冷原子干涉相移的影响,最后通过优化相关参数来给出最优化抑制效果.

## 2 用于冷原子干涉的双边带抑制激光系统

用于冷原子干涉的双边带抑制的激光系统如图1所示.该系统由两台1560 nm光纤激光器组成,其中一台激光器经过光纤分束器后通过周期性极化铌酸锂(periodically poled lithium niobate, PPLN)波导倍频来产生780 nm的光,然后通过饱和吸收光谱<sup>[18]</sup>技术将光谱锁定在 $^{87}\text{Rb}$   $5^2\text{S}_{1/2}$ ,  $F = 2 \rightarrow 5^2\text{P}_{3/2}$ ,  $F' = (2, 3)$ 的交叉峰上,作为参考激光器;另一台激光器通过拍频锁定的方法锁定在参考激光器上,作为主激光器.主激光器和参考激光器之间存在一个恒定的1.5 GHz的频移.主激光器的输出首先通过IQ调制器产生所需要的两个主边带,然后经过掺铒光纤放大器(erbium doped fiber amplifier, EDFA)进行功率放大,再在PPLN波导中经过倍频转换为与 $^{87}\text{Rb}$  D2线共振的激光(780 nm),最后用光纤声光调制器(acousto-optic modulator, AOM)获得用于冷原子干涉所需要的不同频率的光.该系统中,IQ相位调制器是用于激光边带抑制的重要器件,由3个马赫-曾德尔型调制器(Mach-Zehnder modulator, MZM)<sup>[19]</sup>组成,两个子MZM嵌套在一个母MZM的内部.主激光

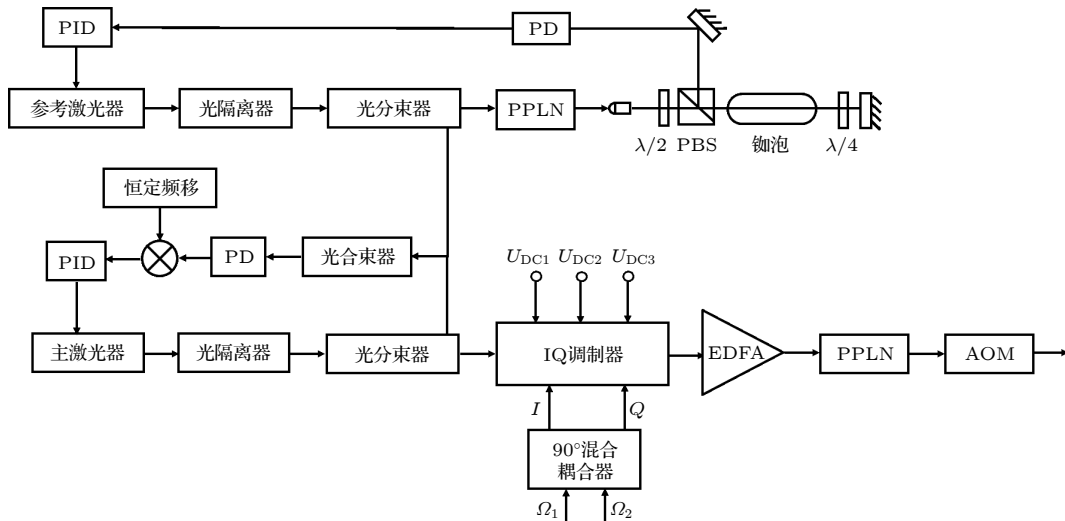


图1 用于冷原子干涉的边带抑制激光系统图 PID,比例-积分-微分;PD,光电二极管;PPLN,周期性极化铌酸锂;PBS,偏振分光棱镜;EDFA,掺铒光纤放大器;AOM,电光调制器

Fig. 1. Diagram of a sideband suppressed laser system for cold atom interference: PID, proportion integration differentiation; PD, photodiode; PPLN, periodically poled lithium niobate; PBS, polarization beam splitter; EDFA, erbium doped fiber amplifier; AOM, acousto-optic modulator.



$$E_2(t) = \frac{E_0}{4} e^{i(\omega_0 t + \phi_0)} \times \left\{ e^{i[\beta_1 \sin(\Omega_1 t + \phi_1) + \beta_2 \sin(\Omega_2 t + \phi_2) + \Delta\Phi_2/2]} + e^{-i[\beta_1 \sin(\Omega_1 t + \phi_1) + \beta_2 \sin(\Omega_2 t + \phi_2) + \Delta\Phi_2/2]} \right\}, \quad (2)$$

式中,  $\Omega_1$  和  $\Omega_2$  为两个射频信号频率 (调制频率);  $\phi_1$  和  $\phi_2$  是两个射频信号的初始相位;  $\beta_1$  和  $\beta_2$  为两个射频信号的调制深度, 由  $\beta_i = \pi(V_i/V_\pi)$  表示,  $V_i$  代表两个射频信号的幅度,  $V_\pi$  表示 IQ 调制器的半波电压, 是使调制器输出信号相位改变  $\pi$  时对应的电压值.  $\Delta\Phi_1$ ,  $\Delta\Phi_2$  和  $\Delta\Phi_3$  是由三个直流偏置电压引起的相位.

经 Jacobi-Anger 展开后, (1) 式和 (2) 式可以表示为

$$E_1(t) = \frac{E_0}{4} e^{i(\omega_0 t + \phi_0)} \sum_{n,m \in Z} \left\{ J_n(\beta_1) J_m(\beta_2) \times e^{i[n(\Omega_1 t + \phi_1 + \pi/2) + m(\Omega_2 t + \phi_2 + \pi/2)]} e^{i(\Delta\Phi_1/2)} + J_n(-\beta_1) J_m(-\beta_2) \times e^{i[n(\Omega_1 t + \phi_1 + \pi/2) + m(\Omega_2 t + \phi_2 + \pi/2)]} \times e^{i(-\Delta\Phi_1/2)} \right\}, \quad (3)$$

$$E_2(t) = \frac{E_0}{4} e^{i(\omega_0 t + \phi_0)} \sum_{n,m \in Z} \left\{ J_n(\beta_1) J_m(\beta_2) \times e^{i[n(\Omega_1 t + \phi_1) + m(\Omega_2 t + \phi_2)]} e^{i(\Delta\Phi_2/2)} + J_n(-\beta_1) J_m(-\beta_2) e^{i[n(\Omega_1 t + \phi_1) + m(\Omega_2 t + \phi_2)]} \times e^{i(-\Delta\Phi_2/2)} \right\}, \quad (4)$$

其中,  $J_n(\beta_1)$ ,  $J_m(\beta_2)$  是第一类贝塞尔函数,  $n$  和  $m$  取整数表示边带阶数. 于是, IQ 调制器输出的总电场为  $E_{IQ} = E_1 e^{i\Delta\Phi_3/2} + E_2 e^{-i\Delta\Phi_3/2}$ , 化简后得到

$$E_{IQ} = \frac{E_0}{4} e^{i(\omega_0 t + \phi_0)} \sum_{n,m \in Z} A_{n,m} J_n(\beta_1) J_m(\beta_2) \times e^{i(n\Omega_1 + m\Omega_2)t} e^{i(n\phi_1 + m\phi_2)}, \quad (5)$$

式中,  $A_{n,m} = B_{n,m} + C_{n,m} + D_{n,m} + E_{n,m}$  是电场振幅,  $B_{n,m}$ ,  $C_{n,m}$ ,  $D_{n,m}$ ,  $E_{n,m}$  分别为

$$\begin{cases} B_{n,m} = e^{i(\Delta\Phi_1/2 + \Delta\Phi_3/2)} e^{i[(n+m)\pi/2]}, \\ C_{n,m} = (-1)^{n+m} e^{i(-\Delta\Phi_1/2 + \Delta\Phi_3/2)} e^{i[(n+m)\pi/2]}, \\ D_{n,m} = e^{i(\Delta\Phi_2/2 - \Delta\Phi_3/2)}, \\ E_{n,m} = (-1)^{n+m} e^{i(-\Delta\Phi_2/2 - \Delta\Phi_3/2)}. \end{cases} \quad (6)$$

经过 PPLN 波导倍频后的光电场与 IQ 调制

器输出光电场的关系  $E_{PPLN}(t) = \eta \varepsilon_0 \chi^2 E_{IQ}^2(t)$ , 即将 (5) 式平方, 便得到倍频后的输出光场:

$$E_{PPLN} = \eta \varepsilon_0 \chi^2 E_0^2 e^{i(2\omega_0 t + 2\phi_0)} \times \sum_{n,m,p,k \in Z} \left[ A_{n,m} J_n(\beta_1) J_m(\beta_2) e^{i(n\Omega_1 + m\Omega_2)t} \times e^{i(n\phi_1 + m\phi_2)} \times A_{p,k} J_p(\beta_1) J_k(\beta_2) \times e^{i(p\Omega_1 + k\Omega_2)t} e^{i(p\phi_1 + k\phi_2)} \right], \quad (7)$$

式中,  $\eta$  为倍频转换效率,  $\varepsilon_0$  为真空介电常数,  $\chi$  为介质磁化率, 这些参数由 PPLN 波导材料的自身性质决定,  $A_{p,k} = B_{p,k} + C_{p,k} + D_{p,k} + E_{p,k}$ ,  $B_{p,k}$ ,  $C_{p,k}$ ,  $D_{p,k}$ ,  $E_{p,k}$  分别表示为

$$\begin{cases} B_{p,k} = e^{i(\Delta\Phi_1/2 + \Delta\Phi_3/2)} e^{i[(p+k)\pi/2]}, \\ C_{p,k} = (-1)^{p+k} e^{i(-\Delta\Phi_1/2 + \Delta\Phi_3/2)} e^{i[(p+k)\pi/2]}, \\ D_{p,k} = e^{i(\Delta\Phi_2/2 - \Delta\Phi_3/2)}, \\ E_{p,k} = (-1)^{p+k} e^{i(-\Delta\Phi_2/2 - \Delta\Phi_3/2)}. \end{cases} \quad (8)$$

为了简化 (8) 式, 设  $N = n + p$ ,  $M = m + k$ , 并代入 (7) 式可得:

$$E_{PPLN} = \eta \varepsilon_0 \chi^2 E_0^2 e^{i(2\omega_0 t + 2\phi_0)} \times \left( \sum_{N,M \in Z} A_{N,M}^{\text{PPLN}} e^{i\Omega_{N,M}^{\text{PPLN}} t} e^{i\phi_{N,M}^{\text{PPLN}}} \right), \quad (9)$$

式中,  $A_{N,M}^{\text{PPLN}} = \sum_{n,m \in Z} A_{n,m} J_n(\beta_1) J_m(\beta_2) \times A_{N-n, M-m} \times J_{N-n}(\beta_1) J_{M-m}(\beta_2)$  为振幅,  $\Omega_{N,M}^{\text{PPLN}} = N\Omega_1 + M\Omega_2$  是频率,  $\phi_{N,M}^{\text{PPLN}} = N\phi_1 + M\phi_2$  是相位.

建立在 PPLN 波导输出的调制光场基础上, 进而可以分析 IQ 调制器调制的残余边带与冷原子干涉相移之间的关系. 对于所有的拉曼共振线对 ( $\Omega_{2+p,q}^{\text{PPLN}}$ ,  $\Omega_{1+p,1+q}^{\text{PPLN}}$ ), 指数 ( $p, q$ ) 表示相比于主拉曼对 ( $\Omega_{2,0}^{\text{PPLN}}$ ,  $\Omega_{1,1}^{\text{PPLN}}$ ) 的偏移量, 拉曼跃迁耦合参数可以表示为

$$A_{p,q} \sim \frac{E_{2+p,q}(t) E_{1+p,1+q}^*(t - 2Z/c)}{\Delta_R + p\Omega_1 + q\Omega_2}, \quad (10)$$

其中,  $E_{N,M}(t) = E_0 e^{i2\omega_0 t} A_{N,M}^{\text{PPLN}} e^{i\Omega_{N,M}^{\text{PPLN}} t} e^{i\phi_{N,M}^{\text{PPLN}}}$ ,  $\Delta_R$  是拉曼光相对于激发态  $5^2P_{3/2}$ ,  $F' = 2$  的失谐量,  $Z$  是在  $t$  时刻冷原子团与拉曼反射镜间的距离,  $2Z/c$  是光从拉曼反射镜反射所需的往返时间.

对 (10) 式化简后得到

$$A_{p,q} \sim e^{i(k_{\text{eff}} Z - \delta_{\text{HF}} t - \Delta\phi)} \chi_{p,q} e^{i(p\Delta k_1 + q\Delta k_2)Z}, \quad (11)$$



式中,  $\Delta k_1 = 2\Omega_1/c$ ,  $\Delta k_2 = 2\Omega_2/c$ ,  $\delta_{\text{HF}} = \Omega_2 - \Omega_1$ ,  $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$ . 有效拉比频率  $\chi_{p,q}$  和有效波矢  $k_{\text{eff}}$  分别表示为

$$\chi_{p,q} \propto \frac{A_{2+p,q}^{\text{PPLN}} A_{1+p,1+q}^{\text{PPLN}}}{\Delta_{R2} + p\Omega_1 + q\Omega_2} + \frac{A_{2+p,q}^{\text{PPLN}} A_{1+p,1+q}^{\text{PPLN}}}{3(\Delta_{R1} + p\Omega_1 + q\Omega_2)}, \quad (12)$$

$$k_{\text{eff}} = (4\omega_0 + 3\Omega_1 + \Omega_2)/c, \quad (13)$$

其中  $\Delta_{R2} = -2\pi \times 0.88 \text{ GHz}$ ,  $\Delta_{R1} = -2\pi \times 0.88 \text{ GHz} + 2\pi \times 157 \text{ MHz}$ .

图 3 是自由下落式原子干涉示意图. 原子下落过程中, 三束拉曼脉冲  $\pi/2$ ,  $\pi$ ,  $\pi/2$  分别在  $t = t_0$ ,  $t_0 + T$ ,  $t_0 + 2T$  时刻与原子波包相互作用, 通过原子波包的分束、偏转和合束, 实现原子干涉 (该干涉过程类似于光学中的马赫-曾德尔干涉). 在均匀的重力场中自由落体时, 原子的经典轨迹描述为  $Z = Z_M + v_0 t - gt^2/2$ . 这里  $Z_A$ ,  $Z_B$ ,  $Z_C$ ,  $Z_D$  是原子团在下落时间为  $t = t_0$ ,  $t_0 + T$ ,  $t_0 + 2T$  时原子团距离拉曼反射镜的位置 (见图 3). 在冷原子干涉仪中, 冷原子团以恒定的加速度  $a_z = -g$  下落, 这些距离为

$$Z_A = Z_M + v_0 t_0 + \frac{1}{2} a_z (t_0)^2, \quad (14)$$

$$Z_B = Z_A + (v_0 + a_z t_0)T + \frac{1}{2} a_z T^2, \quad (15)$$

$$Z_C = Z_A + (v_0 + a_z t_0 + v_{\text{rec}})T + \frac{1}{2} a_z T^2, \quad (16)$$

$$Z_D = Z_A + (v_0 + a_z t_0 + \frac{1}{2} v_{\text{rec}})(2T) + \frac{1}{2} a_z (2T)^2, \quad (17)$$

这里,  $v_0$  是原子团的初始速度,  $t_0$  是第一个拉曼脉冲与原子相互作用前的下落时间,  $Z_M$  是拉曼反射镜到冷原子团中心的初始位置,  $T$  是相邻两次拉曼脉冲的间隔时间,  $v_{\text{rec}} = \hbar k_{\text{eff}}/M$  是由于双光子过程中的吸收或发射引起的反冲速度.

在每个拉曼脉冲中, 原子与拉曼激光相互作用后, 都会将自己的相位转移给原子, 在有残余的激光存在时, 有效拉比频率为

$$\chi_{\text{eff}}(Z) = \sum_{p,q \in z} \chi_{p,q} e^{i(p\Delta k_1 + q\Delta k_2)Z}. \quad (18)$$

在三脉冲马赫-曾德尔干涉仪中, 调制产生的残余边带引起的附加干涉相移<sup>[15]</sup> 为

$$\Delta\varphi = \varphi(Z_A) - \varphi(Z_B) - \varphi(Z_C) + \varphi(Z_D), \quad (19)$$

$$\varphi(Z) = \arg[\chi_{\text{eff}}(Z)]. \quad (20)$$

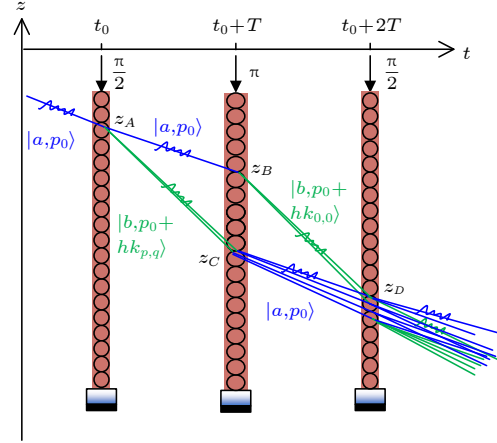


图 3 自由下落式原子干涉示意图

Fig. 3. Schematic diagram of free-fall atomic interference.

### 3.2 偏置相位对双边带抑制的影响

为了探索偏置相位  $\Delta\Phi_1$ ,  $\Delta\Phi_2$  及  $\Delta\Phi_3$  对激光调制边带抑制的效果, 首先取  $\Delta\Phi_1 = \Delta\Phi_2 = \pi$ , 讨论不同  $\Delta\Phi_3$  值时调制边带谱线的强度特征. 图 4 给出了  $\Delta\Phi_3 = -\pi/6, -\pi/3, -\pi/2, -3\pi/2, -5\pi/6, -\pi$  时的边带抑制效果. 从图 4(a)—(c) 可以看出, 当  $\Delta\Phi_3$  由  $-\pi/6$  增加到  $-\pi/2$  时, 频率分别为  $\Omega_{-1,0}$  和  $\Omega_{0,-1}$  的两个边带渐渐被抑制. 当  $\Delta\Phi_3 = -\pi/2$  时, 频率分别是  $\Omega_{-1,0}$  和  $\Omega_{0,-1}$  的两个边带被完全抑制, 并且除了系统所需要的  $\Omega_{1,0}$  和  $\Omega_{0,1}$  边带外, 其他边带都被抑制到约  $-35 \text{ dB}$  的水平.  $\Delta\Phi_3$  由  $-\pi/2$  增加到  $-\pi$  时,  $\Omega_{-1,0}$  和  $\Omega_{0,-1}$  这两个频率的边带重新出现, 且抑制程度逐渐减小, 如图 4(d)—(f) 所示. 由此可以看出, 当  $\Delta\Phi_3 = -\pi/2$  时, 调制器能有效地对双边带起到抑制作用.

根据前面优化得到的  $\Delta\Phi_3 = -\pi/2$ , 再次分析  $\Delta\Phi_1$  和  $\Delta\Phi_2$  对激光残余边带抑制的效果. 图 5 给出了  $\Delta\Phi_{1,2} = \pi/6, \pi/2, 2\pi/3, 5\pi/6, 17\pi/18, \pi$  时的边带抑制效果. 从图 5(a)—(c) 可以看到, 随着  $\Delta\Phi_1$  和  $\Delta\Phi_2$  的增大, 实验系统所需频率为  $\Omega_{1,0}$  和  $\Omega_{0,1}$  的两个边带功率会逐渐增大, 而载波的功率保持不变; 从图 5(d)—(f) 可知, 随着  $\Delta\Phi_1$  和  $\Delta\Phi_2$  的增加, 载波会逐渐被抑制. 当  $\Delta\Phi_1 = \Delta\Phi_2 = \pi$  时, 一些无用的载波被完全抑制. 通过分析可知, 当  $\Delta\Phi_1 = \Delta\Phi_2 = \pi$  时, 调制器也能有效地对一些无用的双边带起到抑制作用.

基于上述双边带抑制的仿真分析, 当两个子 MZM 的相位  $\Delta\Phi_1 = \Delta\Phi_2 = \pi$ , 母 MZM 的相位  $\Delta\Phi_3 = -\pi/2$  时, 可以实现载波抑制双边带, 因此采用此结果作为边带抑制的优化结果. 图 6 和图 7

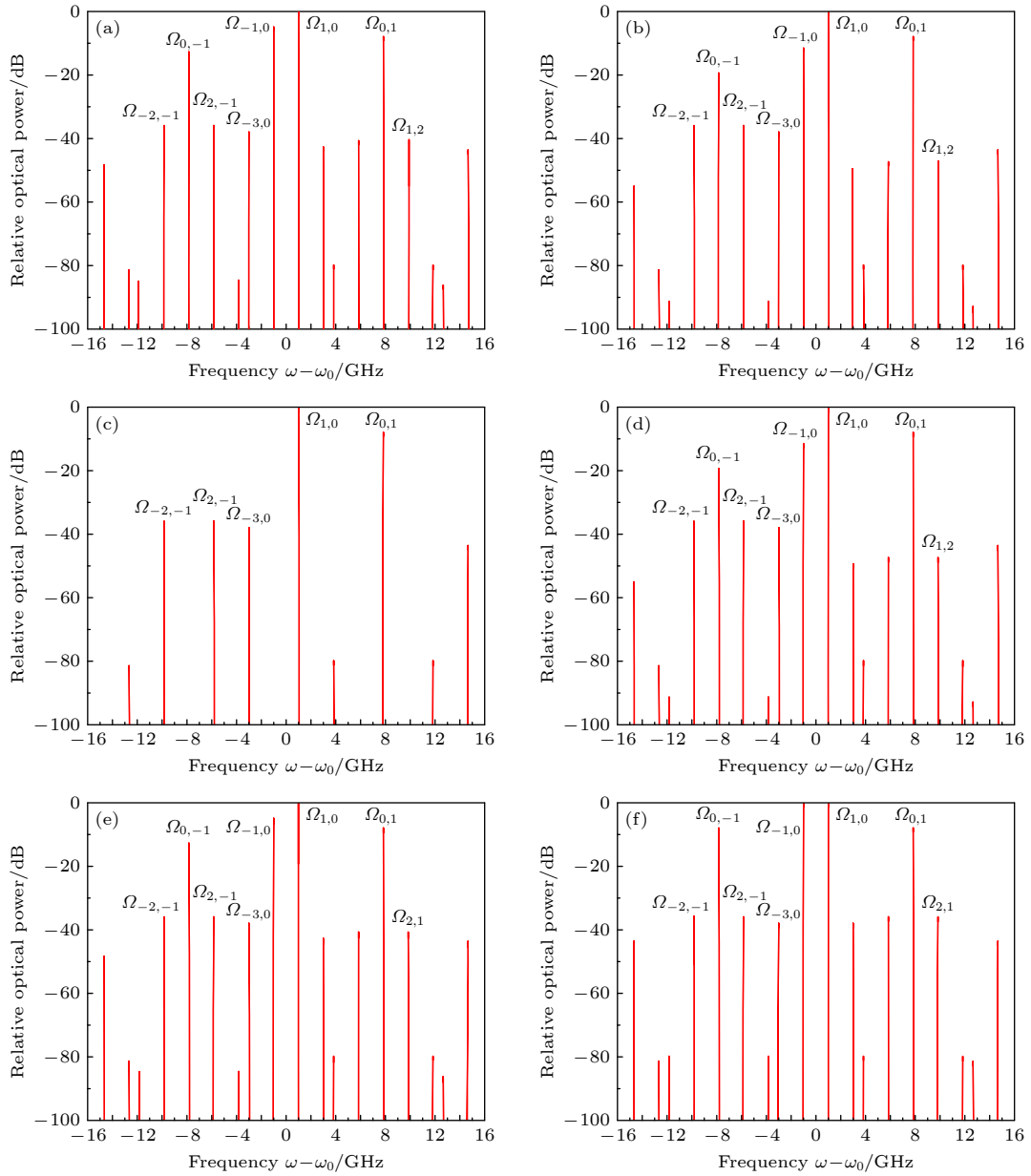


图4 波长为 1560 nm,  $\Delta\Phi_1 = \Delta\Phi_2 = \pi$  时, 不同的  $\Delta\Phi_3$  值对激光边带抑制的频谱图 (a)  $\Delta\Phi_3 = -\pi/6$ ; (b)  $\Delta\Phi_3 = -\pi/3$ ; (c)  $\Delta\Phi_3 = -\pi/2$ ; (d)  $\Delta\Phi_3 = -2\pi/3$ ; (e)  $\Delta\Phi_3 = -5\pi/6$ ; (f)  $\Delta\Phi_3 = -\pi$

Fig. 4. Spectrogram of laser sideband suppression with different  $\Delta\Phi_3$  values when the wavelength is 1560 nm and  $\Delta\Phi_1 = \Delta\Phi_2 = \pi$ : (a)  $\Delta\Phi_3 = -\pi/6$ ; (b)  $\Delta\Phi_3 = -\pi/3$ ; (c)  $\Delta\Phi_3 = -\pi/2$ ; (d)  $\Delta\Phi_3 = -2\pi/3$ ; (e)  $\Delta\Phi_3 = -5\pi/6$ ; (f)  $\Delta\Phi_3 = -\pi$ .

分别是在 1560 nm 和 780 nm 下的最优边带抑制的频谱图。从图 6 可以看到在 1560 nm 时, 载波被抑制, 且其他边带都被抑制到 -35 dB 的水平。图 7 是经过 PPLN 倍频后产生的激光频谱, 频率为  $\Omega_{2,0}$  和  $\Omega_{1,1}$  的边带是倍频后产生的, 用于原子干涉所需的一对拉曼光, 可以看到除了这两个主边带外, 其他边带都抑制在约 -30 dB 的范围。

### 3.3 残余边带产生的附加原子干涉相移

根据 3.2 节边带抑制的结果, 可分析由残余边

带引起的附加原子干涉相移。首先在不同拉曼脉冲间隔时间  $T$  下, 分析拉曼反射镜的初始位置  $Z_M$  与原子干涉相移  $\Delta\varphi$  的变化关系。在其他参数保持不变的情况下, 分别在  $T = 10, 20, 30, 50$  和  $80$  ms 这 5 个拉曼脉冲间隔时间下, 得到附加原子干涉相移  $\Delta\varphi$  随  $Z_M$  的变化, 如图 8(a) 所示。研究发现, 不同的拉曼间隔时间  $T$ , 冷原子干涉相移  $\Delta\varphi$  随  $Z_M$  的变化都呈一个周期性的变化。只是  $T$  不同时, 原子干涉相移  $\Delta\varphi$  随  $Z_M$  变化的幅度不同。在此条件下, 为了找到一个使原子干涉相移  $\Delta\varphi$  随  $Z_M$  变

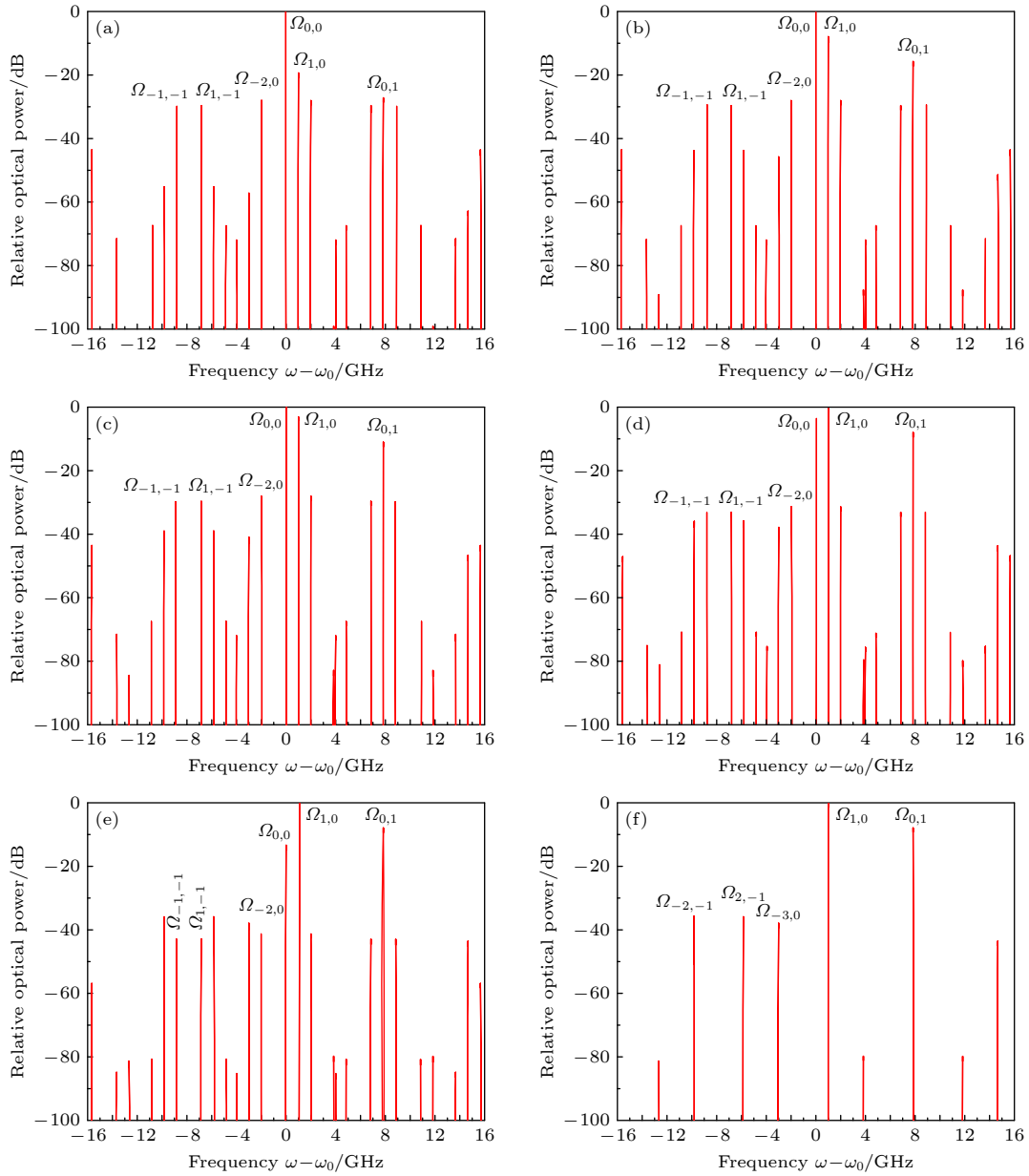


图5 波长为1560 nm,  $\Delta\Phi_3 = -\pi/2$  时, 不同的  $\Delta\Phi_1$  和  $\Delta\Phi_2$  值对激光边带抑制的频谱图 (a)  $\Delta\Phi_{1,2} = \pi/6$ ; (b)  $\Delta\Phi_{1,2} = \pi/2$ ; (c)  $\Delta\Phi_{1,2} = 2\pi/3$ ; (d)  $\Delta\Phi_{1,2} = 5\pi/6$ ; (e)  $\Delta\Phi_{1,2} = 17\pi/18$ ; (f)  $\Delta\Phi_{1,2} = \pi$

Fig. 5. Spectrogram of laser sideband suppression with different values of  $\Delta\Phi_1$  and  $\Delta\Phi_2$  when the wavelength is 1560 nm and  $\Delta\Phi_3 = -\pi/2$ : (a)  $\Delta\Phi_{1,2} = \pi/6$ ; (b)  $\Delta\Phi_{1,2} = \pi/2$ ; (c)  $\Delta\Phi_{1,2} = 2\pi/3$ ; (d)  $\Delta\Phi_{1,2} = 5\pi/6$ ; (e)  $\Delta\Phi_{1,2} = 17\pi/18$ ; (f)  $\Delta\Phi_{1,2} = \pi$ .

化最小的  $T$  值, 对  $T$  在 10—100 ms 内每隔 1 ms 进行取值仿真, 最终得到不同  $T$  值下, 相移随  $Z$  变化的峰峰值  $\Delta\varphi_{pp}$  ( $\Delta\varphi_{pp} = \Delta\varphi_{\max} - \Delta\varphi_{\min}$ ), 结果如图 8(b) 所示. 可以看到, 在不同的拉曼脉冲间隔时间  $T$  下, 相移随  $Z_M$  变化的峰峰值很不规律, 但是在  $T = 82$  ms 时, 存在相移随拉曼反射镜初始位置  $Z_M$  的变化幅度较小的情况. 因此, 选择  $T = 82$  ms 时, 相移随拉曼反射镜初始位置  $Z_M$  的变化幅度较小.

在拉曼脉冲作用时间间隔  $T = 82$  ms 的优化结果上, 考虑当两个调制深度  $\beta_1, \beta_2$  不同时, 拉曼反射镜初始位置  $Z_M$  与原子干涉相移的变化关系. 图 9 分别给出  $\beta_1 = 0.45—0.85$ ,  $\beta_2 = 0.1—0.5$  时, 绘制出的冷原子干涉相移随  $Z_M$  变化的相移峰峰值  $\Delta\varphi_{pp}$ , 颜色的深浅表示不同的调制深度下, 相移随  $Z_M$  变化的峰峰值大小. 图 9 中 A 线和 B 线表明, 在一定范围内, 当  $\beta_1$  不变 ( $\beta_1 = 0.55$ ) 时, 随着  $\beta_2$  的增大, 拉曼反射镜初始位置  $Z_M$  与干涉

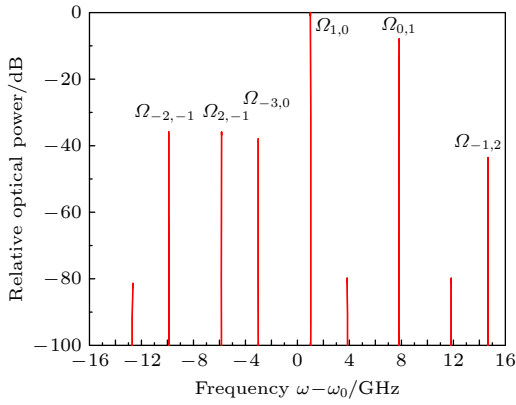


图 6 1560 nm 处, 边带抑制的结果

Fig. 6. Result of sideband suppression at 1560 nm.

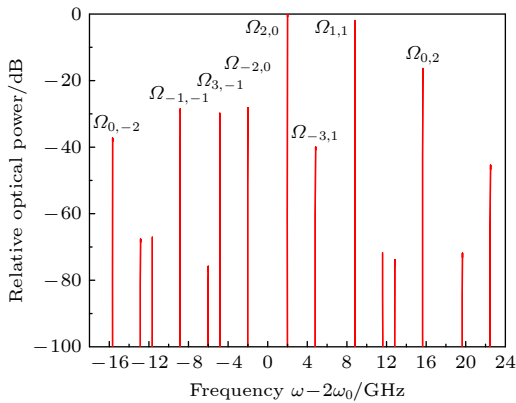


图 7 780 nm 处, 边带抑制的结果

Fig. 7. Result of sideband suppression at 780 nm.

相移的峰峰值逐渐增大; 当  $\beta_2$  不变 ( $\beta_2 = 0.35$ ) 时, 随着  $\beta_1$  的增大, 拉曼反射镜初始位置与干涉相移的峰峰值渐渐减小. 而且, 这两个调制深度的变化, 使得拉曼反射镜初始位置随干涉相移的峰峰值变化规律并不一致. 但是当  $\beta_1$  和  $\beta_2$  位于图 9 红色线以下的蓝色区域时, 相移随  $Z_M$  的变化幅度都比较小, 所以只要在这个范围内对这两个调制深度进行取值, 都能得到一个较好的相移随  $Z_M$  变化的结果.

除了拉曼脉冲间隔时间  $T$  和调制深度会影响冷原子干涉相移外, 根据 (20) 式可知, 不同的拉曼反射镜初始位置  $Z_M$  对干涉相移的影响最为直接, 需要进行详细分析. 在其他参数一样的情况下, 通过改变拉曼反射镜到冷原子团的距离, 图 10(a) 给出了分别在  $Z_M = 112, 117, 122, 127, 132$  mm 这 5 个位置时冷原子干涉相移随  $T$  的变化. 图 10 表明, 不同的拉曼反射镜位置, 相移随  $T$  的变化量很大. 为了找到一个合适的  $Z_M$ , 使得干涉相移随

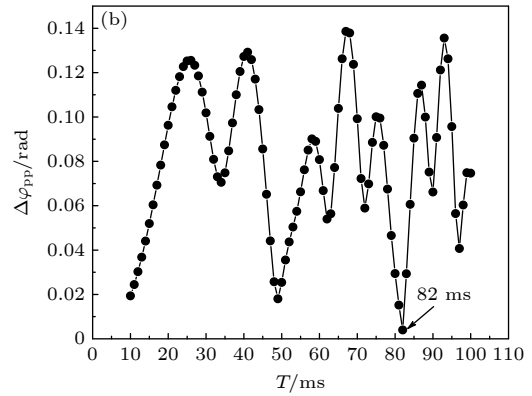
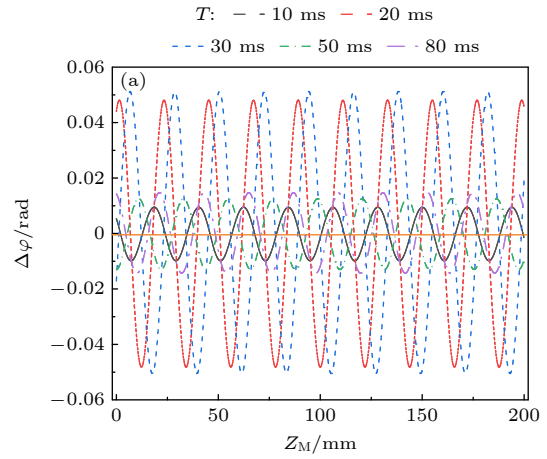


图 8 不同间隔时间  $T$  下, 拉曼反射镜距离与相移的变化关系 ( $\beta_1 = 0.55, \beta_2 = 0.23$ ) (a)  $T = 10, 20, 30, 50, 80$  ms 时, 相移随  $Z_M$  变化的关系; (b) 不同  $T$  下, 相移随  $Z_M$  变化的峰峰值  $\Delta\varphi_{pp}$

Fig. 8. Relationship between Raman retro-reflection mirror distance and phase shift at different time intervals  $T$  ( $\beta_1 = 0.55, \beta_2 = 0.23$ ): (a) Relationship of the phase shift with  $Z_M$  at  $T = 10, 20, 30, 50, 80$  ms; (b) the peak-to-peak value ( $\Delta\varphi_{pp}$ ) of the phase shift with  $Z_M$  at different  $T$ .

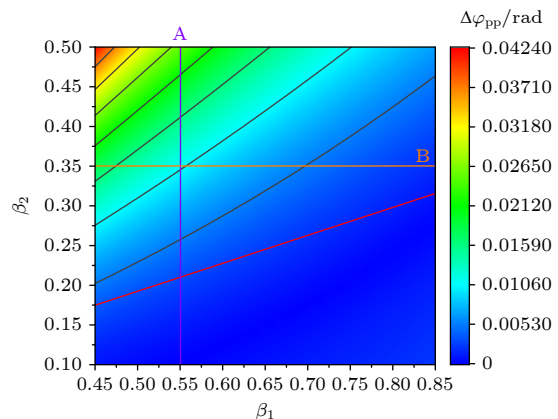


图 9  $T = 82$  ms, 两个调制深度  $\beta_1, \beta_2$  不同时, 拉曼反射镜距离与原子干涉相移的关系

Fig. 9. Relationship between the Raman mirror distance and the atomic interference phase shift when the two modulation depths  $\beta_1$  and  $\beta_2$  are different at  $T = 82$  ms.



$T$  的变化最小, 对  $Z_M$  在 100—200 mm 的区间内每隔 1 mm 进行更精细地取值, 如图 10(b) 所示. 总的来看, 相移随  $T$  变化的峰峰值的最小值呈上升趋势, 当  $Z_M = 105$  mm 时, 存在使得相移随  $T$  变化的峰峰值较小的情况. 在  $Z_M = 105$  mm 的基础上, 分析两个调制深度  $\beta_1, \beta_2$  不同时, 拉曼间隔时间  $T$  与原子干涉相移的变化关系, 得到的结论和上述不同调制深度情况下相移随  $Z_M$  变化的结论一样.

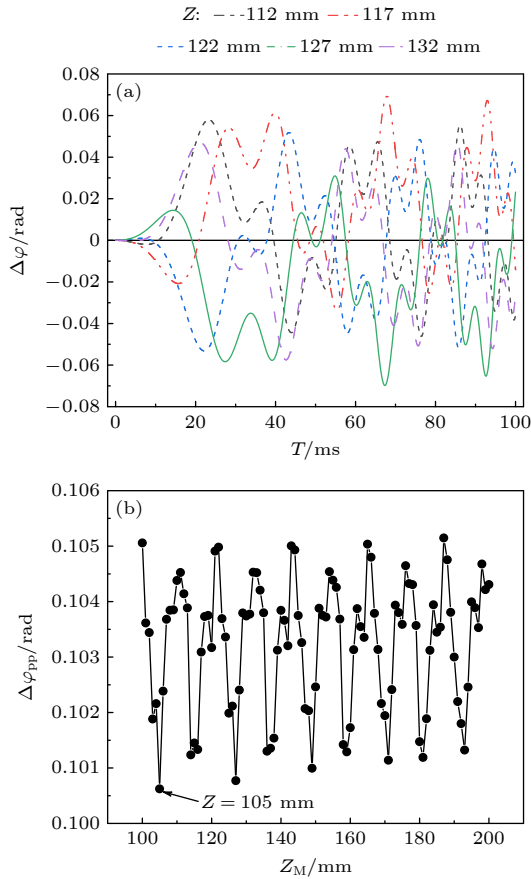


图 10 不同的拉曼反射镜距离下, 间隔时间  $T$  与原子干涉相移的关系 ( $\beta_1 = 0.55, \beta_2 = 0.23$ ) (a)  $Z_M = 112, 117, 122, 127, 133$  mm 时, 相移随  $T$  变化的关系图; (b) 不同  $Z_M$  下, 相移随  $T$  变化的峰峰值  $\Delta\varphi_{pp}$   
 Fig. 10. Interference time  $T$  versus atomic interference phase shift for the different Raman mirror distances ( $\beta_1 = 0.55, \beta_2 = 0.23$ ): (a) Relationship between the phase shift and  $T$  when  $Z_M = 112, 117, 122, 127, 133$  mm; (b) the peak-to-peak  $\Delta\varphi_{pp}$  of the phase shift with  $T$  at different  $Z_M$ .

最后, 研究分析了原子团初速度与相移的关系. 当参数  $T = 82$  ms,  $Z_M = 105$  mm 以及  $\beta_1 = 0.55, \beta_2 = 0.23$  时, 模拟计算了原子团初速度与相移的关系, 如图 11 所示. 原子团的初速度对相移存在影响, 在一定范围内, 相移随原子团的初速度呈现一个先增大后减小的趋势. 最终选取原子团初速度  $-15$  mm/s, 作为最后的模拟结果.

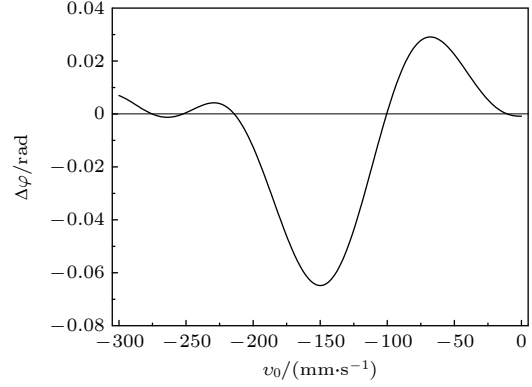


图 11 相移随原子团初速度  $v_0$  的变化关系  
 Fig. 11. Phase shift as a function of the initial velocity  $v_0$  of the atomic group.

#### 4 基于双边带抑制的拉曼干涉相位的优化

经过第 3 节优化综合分析拉曼反射镜距离、拉曼脉冲间隔时间、调制深度与调制多余边带产生的附加原子干涉相移的关系, 最后需要综合考虑这些因素, 为了尽可能减小相移的同时还能产生一个较好的边带抑制效果, 最终选取的优化参数见表 2. 根据这些最优化参数, 最终实现了双边带抑制和残余边带对冷原子干涉相移的最优化结果, 如图 12 所示. 从图 12(a) 和图 12(b) 可以明显看出, 在波长为 1560 nm 时, 除了主边带以外, 残余边带被抑制到  $-35$  dB 的水平; 在波长为 780 nm 时, 残余边带的抑制效果也达到了  $-30$  dB. 根据前面计算得到的表 2 中的最优化参数, 利用 (20) 式可将残余边带引起的相移优化到很小, 相移优化结果可以达到 0.7 mrad.

表 2 优化参数

Table 2. Optimization parameters.

参数	$\Delta\Phi_1 = \Delta\Phi_2$	$\Delta\Phi_3$	$Z_M/\text{mm}$	$T/\text{ms}$	$\beta_1$	$\beta_2$	$t_0/\text{ms}$	$v_0/(\text{mm}\cdot\text{s}^{-1})$
优化数据	$\pi$	$-\pi/2$	105	82	0.62	0.2	15	-15

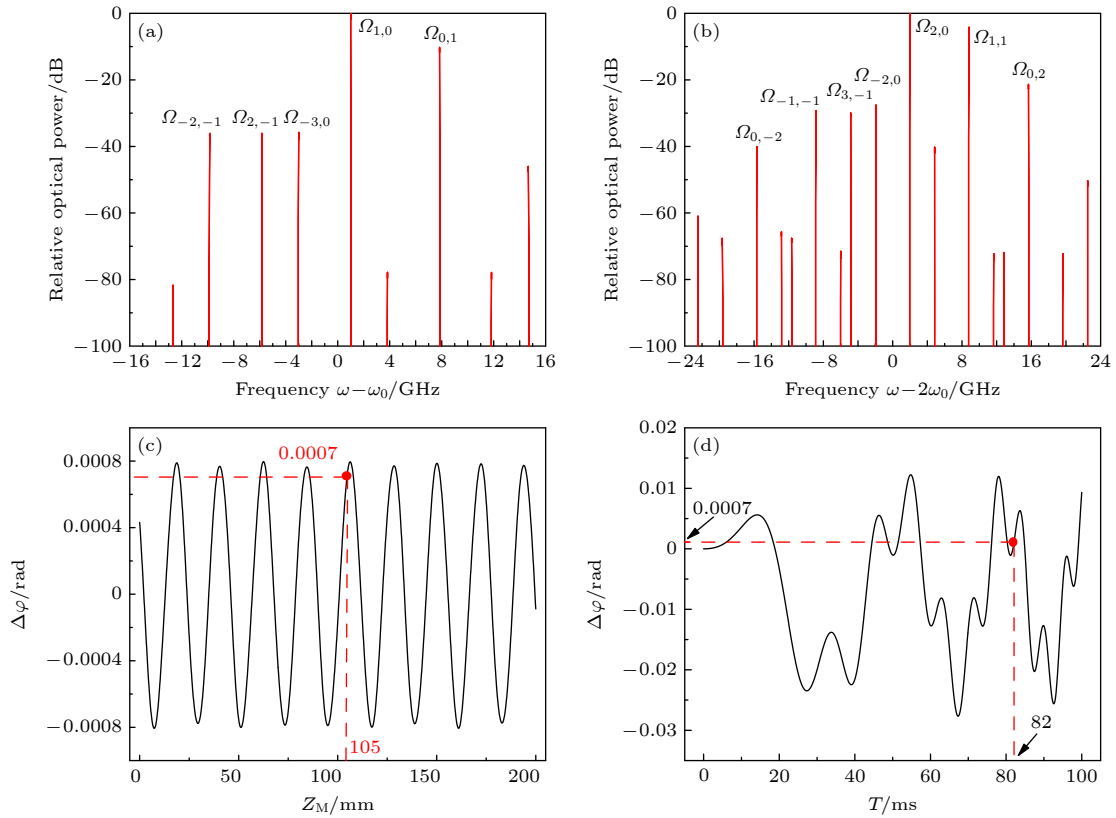


图 12 最终边带抑制和相移结果 (a) 波长为 1560 nm 时, 激光边带的抑制结果; (b) 波长为 780 nm 时, 激光边带的抑制结果; (c)  $T = 82$  ms 时, 相移与原子团到拉曼反射镜距离的关系; (d)  $Z_M = 105$  mm 时, 相移与拉曼脉冲间隔时间的关系

Fig. 12. Final sideband suppression and phase shift results: (a) Suppression result of the laser sideband when the wavelength is 1560 nm; (b) the suppression result of the laser sideband when the wavelength is 780 nm; (c) the phase shift and the distance from the atomic group to the Raman mirror when  $T = 82$  ms; (d) the relationship between phase shift and Raman pulse interval time at  $Z_M = 105$  mm.

## 5 结 论

本文提出一种用于冷原子干涉的基于 IQ 调制器的激光系统方案, 该方案不但可以提高激光的工作效率, 还可以抑制调制产生的多余边带. 理论上推导了基于 IQ 调制器的激光双边带抑制的原理; 分析了由残余边带存在时, 拉曼反射镜的初始位置、拉曼脉冲间隔时间和调制深度等因素对原子干涉仪相移的影响. 结果表明, 当  $\Delta\Phi_1 = \Delta\Phi_2 = \pi$  及  $\Delta\Phi_3 = -\pi/2$  时, 可以获得载波抑制的双边带光, 并且通过优化使波长在 1560 nm 处, 多余的边带抑制到 -35 dB 的水平. 而且当  $T = 82$  ms,  $Z_M = 105$  mm,  $\beta_1 = 0.62$ ,  $\beta_2 = 0.20$  时, 最优化相移达到 0.7 mrad. 这些研究结果为选择合适的实验参数来被动地抑制边带所产生的影响提供了一个参考, 可较好地控制实验参数; 同时也为减小拉曼边带效应对冷原子干涉仪的测量精度提供了一个新思路, 可以促进小型化量子惯性仪器的应用研究.

## 参考文献

- [1] Freier C, Hauth M, Schkolnik V, Leykauf B, Schilling M, Wziontek H, Scherneck H G, Müller J, Peters A 2016 *J. Phys. Conf. Ser.* **723** 012050
- [2] Hu Q Q, Freier C, Leykauf B, Schkolnik V, Yang J, Krutzik M, Peters A 2017 *Phys. Rev. A* **96** 033414
- [3] Wang Y P, Zhong J Q, Song H W, Zhu L, Li Y M, Chen X, Li R, Wang J, Zhan M S 2017 *Phys. Rev. A* **95** 053612
- [4] Sorrentino F, Bodart Q, Cacciapuoti L, Lien Y H, Prevedelli M, Rosi G, Salvi L, Tino G M 2014 *Phys. Rev. A* **89** 023607
- [5] Dutta I, Savoie D, Fang B, Venon B, Garrido Alzar C L, Geiger R, Landragin A 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 183003
- [6] Kasevich M, Chu S 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 181
- [7] Le Gouët J, Kim J, Bourassin-Bouchet C, Lours M, Landragin A, Pereira Dos Santos F 2009 *Opt. Commun.* **282** 977
- [8] Bouyer P, Gustavson T L, Haritos K G, Kasevich M A 1996 *Opt. Lett.* **21** 1502
- [9] Kasevich M, Weiss D S, Riis E, Moler K, Kasapi S, Chu S 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 2297
- [10] Peters A, Chung K Y, Chu S 2001 *Metrologia* **38** 25
- [11] Zhang X W, Zhong J Q, Tang B, Chen X, Zhu L, Huang P W, Wang J, Zhan M S 2018 *Appl. Opt.* **57** 6545
- [12] Carraz O, Lienhart F, Charrière R, Cadoret M, Zahzam N, Bidet Y, Bresson A 2009 *Appl. Phys. B* **97** 405

- [13] Zhu L X, Lien Y H, Hinton A, Niggebaum A, Rammello C, Bongs K, Holyński M 2018 *Opt. Express* **26** 6542
- [14] Rammello C, Zhu L X, Lien Y H, Bongs K, Holyński M 2020 *J. Opt. Soc. Am. B* **37** 1485
- [15] Carraz O, Charrière R, Cadoret M, Zahzam N, Bidet Y, Bresson A 2012 *Phys. Rev. A* **86** 033605
- [16] Wu B, Cheng B, Fu Z J, Zhu D, Wu L M, Wang K N, Wang H L, Wang Z Y, Wang X L, Lin Q 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 194205 (in Chinese) [吴彬, 程冰, 付志杰, 朱栋, 邬黎明, 王凯楠, 王河林, 王兆英, 王肖隆, 林强 2019 物理学报 **68** 194205]
- [17] Li W, Pan X, Song N F, Xu X B, Lu X X 2017 *Appl. Phys. B* **123** 54
- [18] Wang Q, Qi X H, Liu S Y, Yu J C, Chen X Z 2015 *Opt. Express* **23** 2982
- [19] Shimotsu S, Oikawa S, Saitou T, Mitsugi N, Kubodera K, Kawanishi T, Izutsu M 2001 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13** 364
- [20] Wang X, Wei M Y, Deng D F, He F, Ouyang H, Yu Z Q, Wu Y, Li W F, Yang Q R, Li P W 2021 *Ele. Optic Technol. Appl.* **36** 47 (in Chinese) [王侠, 韦慕野, 邓东锋, 何锋, 欧阳斌, 余志强, 伍颖, 李文甫, 杨庆锐, 李鹏伟 2021 光电技术应用 **36** 47]
- [21] Vetsch E, Reitz D, Sague G, Schmidt R, Dawkins S T, Rauschenbeutel A 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 203603

## Optimization and control of cold atom interference phase shift based on laser double-sideband suppression\*

Ye Liu-Xian    Xu Yun-Peng    Wang Qiao-Wei    Cheng Bing  
Wu Bin    Wang He-Lin<sup>†</sup>    Lin Qiang

(Zhejiang Provincial Key Laboratory of Quantum Precision Measurement, College of Science,  
Zhejiang University of Technology, Hangzhou 310023, China)

(Received 30 August 2022; revised manuscript received 7 October 2022)

### Abstract

Using the electro-optical modulation method to generate Raman beams for cold atom interference is one of the better methods for constructing a more compact and robust laser system. But this way will generate some residual sidebands resulting in the additional interference phase shift, which can affect the measurement accuracy of cold atom interferometer. In order to weaken the effect of laser modulation sidebands on the phase shift of cold atom interference, a double-sideband suppressed-carrier modulation laser system for cold atom interference is constructed. Based on the designed laser system, the principle of double-sideband generation and suppression is analyzed in detail, and some residual sidebands are adjusted and controlled. Moreover, some important optical parameters that affect the phase shift of cold atomic interference, such as the initial distance between the Raman retro-reflection mirror and the atomic cloud, the interrogation time between two adjacent Raman pulses, the laser modulation depth and the initial velocity of the atomic cloud, are discussed and optimized. By optimizing these relevant parameters, the influence of residual modulation sidebands on the phase shift of cold atomic interference is weakened drastically. The research results indicate, making use of the method of double-sideband suppression, the phase shift of cold atomic interference can be optimized to 0.7 mrad when the initial distance between the Raman retro-reflection mirror and the atomic cloud is 105 mm, and the interrogation time between two adjacent Raman pulses is 82 ms. More importantly, this work can provide a method for weakening the influence of Raman sideband effect on the phase shift of cold atom interferometer, and the corresponding laser system can be applied to other inertial sensors such as atomic gravimeter or atomic gravity gradiometer.

**Keywords:** atomic interference, sideband suppression, IQ modulation, phase shift

**PACS:** 42.55.Ye, 03.75.Be, 37.25.+k

**DOI:** 10.7498/aps.72.20221711

\* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2017YFC0601602).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [whlin@zjut.edu.cn](mailto:whlin@zjut.edu.cn)



## 基于激光双边带抑制的冷原子干涉相移优化与控制

叶留贤 许云鹏 王巧薇 程冰 吴彬 王河林 林强

## Optimization and control of cold atom interference phase shift based on laser double-sideband suppression

Ye Liu-Xian Xu Yun-Peng Wang Qiao-Wei Cheng Bing Wu Bin Wang He-Lin Lin Qiang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 024204 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20221711

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221711>

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

#### 基于车载原子重力仪的外场绝对重力快速测绘研究

Research on rapid surveying and mapping of outfield absolute gravity based on vehicle-mounted atomic gravimeter

物理学报. 2022, 71(15): 159101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220267>

#### 基于载波抑制单边带调制的微波光子本振倍频上转换方法

Microwave photonic frequency up-converter with LO doubling based on carrier suppression single-sideband modulation

物理学报. 2019, 68(13): 134204 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190266>

#### 倾斜弹性海底条件下浅海声场的简正波相干耦合特性分析

Coherent mode coupling in shallow water overlaying sloping elastic ocean bottom

物理学报. 2021, 70(21): 214304 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211013>

#### 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>

#### 基于系数搜索的振动补偿方法

A coefficient searching based vibration correction method

物理学报. 2022, 71(11): 119101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220037>

#### 基于冷原子重力仪的船载动态绝对重力测量实验研究

Ship-borne dynamic absolute gravity measurement based on cold atom gravimeter

物理学报. 2022, 71(11): 113701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220113>