

脉冲光抽运原子钟原子相位反馈研究

董功勋^{1,2}, 林锦达¹, 张 松¹, 邓见辽^{1*}, 王育竹¹

¹中国科学院上海光学精密机械研究所量子光学重点实验室, 上海 201800;

²中国科学院大学, 北京 100049

摘要 在基于 Ramsey 作用的原子钟里, 受限于原子的相干时间及晶振的相位噪声, 自由演化时间不能太长。提出了大失谐光无破坏测量方法, 利用该方法获取了原子相位数据, 并将其反馈到微波相位上, 从而实现了原子相位反馈, 有效地延长了自由演化时间。分别从理论和实验上验证了这种周期性反馈作用的可行性。

关键词 原子与分子物理学; 原子相位反馈; 大失谐光探测; 脉冲光抽运; 原子钟

中图分类号 O431.2 文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201737.0702001

Research on Atomic Phase Feedback in Pulsed Optically Pumped Atomic Clocks

Dong Gongxun^{1,2}, Lin Jinda¹, Zhang Song¹, Deng Jianliao¹, Wang Yuzhu¹

¹Key Laboratory of Quantum Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,
Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;

²University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

Abstract In the atomic clocks based on the Ramsey process, the free evolution time cannot be very long which is limited by the coherent time of atoms and the phase noise of crystal oscillation. The non-destruction detection method with a large-detuning light is proposed. The atom phase data are obtained with this method and fed back to the microwave phase, which contributes to the realization of the atomic phase feedback and the effective prolonging of the free evolution time. The feasibility of such a periodical feedback is verified by the theory and experiment, respectively.

Key words atomic and molecular physics; atomic phase feedback; large-detuning light detection; pulsed optical pumping; atomic clock

OCIS codes 020.1335; 020.2930; 350.4010

1 引 言

原子钟在通信、导航等重要领域有着广泛的应用。Ramsey 分离振荡场技术^[1]可以有效地压窄原子跃迁谱线的线宽, 为铯束管原子钟^[2]、脉冲光抽运原子钟^[3-5]等技术的发展打下基础; 激光冷却则通过降低原子移动速度达到消除多普勒谱线展宽的目的, 也因此产生了诸如原子喷泉钟^[6]等新型原子钟。

在原子制备及信号探测时, 若不能对晶振相位进行连续探测, 原子钟就会受到晶振相位噪声的影响, 即 Dick 效应^[7]。Biedermann 等^[8]在国际上首次提出了采用两台原子钟交替运转的方式来消除 Dick 效应, 实现了对晶振相位的连续探测, 被称为无间隙工作模式。在该模式中, 当一台钟工作在原子制备或信号探测阶段时, 另一台钟工作在 Ramsey 探测阶段, 理论上这种工作模式可以完全消除 Dick 效应。在死区时间一定的情况下,

收稿日期: 2017-03-01; 收到修改稿日期: 2017-03-20

基金项目: 国家自然科学基金(91536220, 11504393)

作者简介: 董功勋(1990—), 男, 博士研究生, 主要从事原子钟方面的研究。E-mail: behrman.1990@siom.ac.cn

导师简介: 王育竹(1932—), 男, 研究员, 博士生导师, 中国科学院院士, 主要从事冷原子物理、原子钟和原子干涉仪等方面的研究。E-mail: yzwang@mail.shnc.ac.cn

* 通信联系人。E-mail: jldeng@siom.ac.cn

尽可能地延长 Ramsey 探测时间以提高占空比,对于晶振相位噪声导致的 Ramsey 自由演化时间不能太长的原子钟,比如积分球原子钟^[9]及囚禁时间很长的离子钟^[10],这是一条减弱 Dick 效应的有效途径^[11-12]。

本文从 Ramsey 条纹的角度出发,提出了周期性的无破坏探测方法,利用该方法获取原子相位信息,并将其反馈到微波相位上,从而延长 Ramsey 探测时间。从理论和实验两方面验证了该方法的可行性。

2 基本原理

为了便于理解,将 Ramsey 技术看作是对两个微波脉冲间隔内晶振和原子间相对相位的测量。通常情况下,两个微波脉冲同相位时,得到的 Ramsey 条纹为

$$P = 4 \left(\frac{\Omega_m}{\Omega} \right)^2 \sin^2 \left(\frac{\Omega t_m}{2} \right) \left[\cos \left(\frac{bT}{2} \right) \cos \left(\frac{\Omega t_m}{2} \right) - \frac{b}{\Omega} \sin \left(\frac{bT}{2} \right) \sin \left(\frac{\Omega t_m}{2} \right) \right]^2, \quad (1)$$

式中 P 为原子跃迁几率, t_m 是微波脉冲作用时间, T 是自由演化时间, b 是微波频率失谐, Ω_m 是拉比频率, $\Omega = \sqrt{\Omega_m^2 + b^2}$ 。当两个微波脉冲间存在 90° 的相位差时, Ramsey 条纹将产生平移^[13-14], 平移后的条纹为

$$P = 4 \left(\frac{\Omega_m}{\Omega} \right)^2 \sin^2 \left(\frac{\Omega t_m}{2} \right) \left\{ \cos \left[\frac{bT - (\pi/2)}{2} \right] \cos \left(\frac{\Omega t_m}{2} \right) - \frac{b}{\Omega} \sin \left[\frac{bT - (\pi/2)}{2} \right] \sin \left(\frac{\Omega t_m}{2} \right) \right\}^2. \quad (2)$$

此时,相对相位差为 0 的信号对应于半峰值点,该点附近 $\left[-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2} \right]$ 区间内形成线性区。在线性区间内,可以通过探测钟跃迁能级的原子布居数来推算原子与晶振间的相对相位累积;当晶振存在相位突变时,相对相位累积超过线性区,这将会引入不确定性,影响原子钟的性能。对于受限于晶振的相位噪声而非原子相干时间的原子钟来说,这是一个不可忽略的限制因素。

图 1 为原子相位反馈(APF)的时序图。1 表示原子态制备过程。2 表示相位为 0 的微波脉冲作用过程,这里假设作用时间很短,可忽略不计。3 表示 Ramsey 自由演化过程,当微波与原子跃迁存在频率差时,过程中会出现相对相位累积,用 $\Delta\varphi$ 表示。4 表示相位为 90° 的微波脉冲作用过程。5 表示通过共振光探测原子布居数,从而推算自由演化时间内的相对相位累积;对于传统的基于 Ramsey 方法的原子钟,阶段 1 到阶段 5 为一个钟周期;原子相位反馈方法在这一步使用大失谐光探测到原子布居数后,反推出第 3 阶段内的相对相位累积 $\Delta\varphi$ 。6 表示相位为 -90° 的微波脉冲作用过程。7 表示第二个 Ramsey 自由演化过程。8 表示第四个微波脉冲作用过程,此时微波相位为 $(90^\circ - \Delta\varphi)$,这样就可以消除第一个 Ramsey 阶段的相对相位累积,而使第二个 Ramsey 阶段里的相对相位累积从零开始,以保证线性区的延长。9 及其后面的过程以此类推。

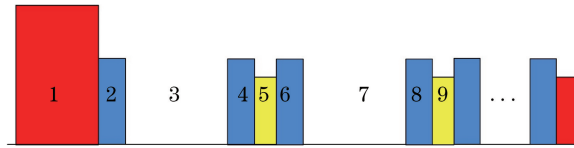


图 1 原子相位反馈时序

Fig. 1 Timing sequence of atomic phase feedback

利用简单的二能级模型对两组 Ramsey 作用的原子相位反馈进行理论计算。对于微波钟,二能级原子与微波作用过程的密度矩阵方程^[4]可以简化为

$$\begin{cases} \Delta = -2b_e \cdot \text{Im}[\exp(-i\varphi)\delta_{\mu\mu'}] \\ \delta_{\mu\mu'} = -i\Omega_\mu \delta_{\mu\mu'} + i \frac{b_e}{2} \Delta \exp(i\varphi) \end{cases}, \quad (3)$$

式中 Δ 是二能级间的布居数差, b_e 是微波场的拉比频率, φ 是微波场的相位, $\delta_{\mu\mu'}$ 是密度矩阵非主对角元的慢变部分, Ω_μ 是微波相对于原子共振的频率失谐量。将最终解表示成矩阵形式,即

$$\begin{bmatrix} \delta_{\mu\mu'}^r \\ \delta_{\mu\mu'}^i \\ \Delta \end{bmatrix} = \mathbf{M}_R(\varphi) \cdot \begin{bmatrix} \delta_{\mu\mu'}^r(0) \\ \delta_{\mu\mu'}^i(0) \\ \Delta(0) \end{bmatrix}, \quad (4)$$

式中 $\delta_{\mu\mu'}^r$ 是原子相干的实部; $\delta_{\mu\mu'}^i$ 是原子相干的虚部; $\delta_{\mu\mu'}^r(0)$ 、 $\delta_{\mu\mu'}^i(0)$ 、 $\Delta(0)$ 代表各物理量对应的初始值;

$$M_R(\varphi) = \begin{bmatrix} A & B & C \\ D & E & F \\ G & H & I \end{bmatrix}, \quad (5)$$

其中

$$\begin{aligned} A &= \frac{b_e^2 \cos(2\varphi) \sin^2(\omega t/2) + b_e^2 \cos^2(\omega t/2) + \Omega_\mu^2 \cos(\omega t)}{\omega^2}, \\ B &= \frac{b_e^2 \sin(2\varphi)}{2\omega^2} + \frac{\Omega_\mu^2 \sin(2\varphi) \cos(\omega t)}{2\omega^2} - \frac{\sin(2\varphi) \cos(\omega t)}{2} + \frac{\Omega_\mu \sin(\omega t)}{\omega}, \\ C &= \frac{b_e \Omega_\mu \cos \varphi \sin^2(\omega t/2)}{\omega^2} - \frac{b_e \sin \varphi \sin(\omega t)}{2\omega}, \\ D &= \frac{b_e^2 \sin(2\varphi) \sin^2(\omega t/2)}{\omega^2} - \frac{\Omega_\mu \sin(\omega t)}{\omega}, \\ E &= \frac{b_e^2 \sin^2 \varphi + \Omega_\mu^2 \cos(\omega t) + b_e^2 \cos(\omega t) \cos^2 \varphi}{\omega^2}, \\ F &= \frac{b_e \Omega_\mu \sin \varphi \sin^2(\omega t/2)}{\omega^2} + \frac{b_e \cos \varphi \sin(\omega t)}{2\omega}, \\ G &= \frac{4b_e \Omega_\mu \cos \varphi \sin^2(\omega t/2)}{\omega^2} + \frac{2b_e \sin \varphi \sin(\omega t)}{\omega}, \\ H &= \frac{4b_e \Omega_\mu \sin \varphi \sin^2(\omega t/2)}{\omega^2} - \frac{2b_e \cos \varphi \sin(\omega t)}{\omega}, \\ I &= \frac{\Omega_\mu^2 + b_e^2 \cos(\omega t)}{\omega^2}, \quad \omega = \sqrt{\Omega_\mu^2 + b_e^2}. \end{aligned}$$

对于原子自由演化过程,考虑弛豫项,演化矩阵为

$$\mathbf{M}_R = \begin{bmatrix} \exp(-\gamma_2 T) \cos(\Omega_\mu T) & \exp(-\gamma_2 T) \sin(\Omega_\mu T) & 0 \\ -\exp(-\gamma_2 T) \sin(\Omega_\mu T) & \exp(-\gamma_2 T) \cos(\Omega_\mu T) & 0 \\ 0 & 0 & \exp(-\gamma_1 T) \end{bmatrix}, \quad (6)$$

式中 γ_1 是布居数差弛豫率, γ_2 是相干弛豫率, T 是自由演化时间。假设初始时,原子都被制备到下能级,则初始条件为

$$\begin{bmatrix} \delta_{\mu\mu'}^r(0) \\ \delta_{\mu\mu'}^i(0) \\ \Delta(0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}. \quad (7)$$

对于单次 Ramsey 作用过程,最终的原子状态为

$$\begin{bmatrix} \delta_{\mu\mu'}^r \\ \delta_{\mu\mu'}^i \\ \Delta \end{bmatrix} = \mathbf{M}_R(90^\circ) \cdot \mathbf{M}_R \cdot \mathbf{M}_R(0) \cdot \begin{bmatrix} \delta_{\mu\mu'}^r(0) \\ \delta_{\mu\mu'}^i(0) \\ \Delta(0) \end{bmatrix}. \quad (8)$$

对于两次 Ramsey 作用而不进行原子相位反馈时,最终的原子状态为

$$\begin{bmatrix} \delta_{\mu\mu'}^r \\ \delta_{\mu\mu'}^i \\ \Delta \end{bmatrix} = \mathbf{M}_R(90^\circ) \cdot \mathbf{M}_R \cdot \mathbf{M}_R(-90^\circ) \cdot \mathbf{M}_R(90^\circ) \cdot \mathbf{M}_R \cdot \mathbf{M}_R(0) \cdot \begin{bmatrix} \delta_{\mu\mu'}^r(0) \\ \delta_{\mu\mu'}^i(0) \\ \Delta(0) \end{bmatrix}. \quad (9)$$

对于两个 Ramsey 过程的原子相位反馈,最终的原子状态为

$$\begin{bmatrix} \delta_{\mu\mu'}^r \\ \delta_{\mu\mu'}^i \\ \Delta \end{bmatrix} = \mathbf{M}_R(90^\circ - \varphi) \cdot \mathbf{M}_R \cdot \mathbf{M}_R(-90^\circ) \cdot \mathbf{M}_R(90^\circ) \cdot \mathbf{M}_R \cdot \mathbf{M}_R(0) \cdot \begin{bmatrix} \delta_{\mu\mu'}^r(0) \\ \delta_{\mu\mu'}^i(0) \\ \Delta(0) \end{bmatrix}. \quad (10)$$

令微波脉冲面积为 $\pi/8$,微波脉冲时间 $t=0.4$ ms,自由演化时间 $T=1.5$ ms, $\gamma_1=200$, $\gamma_2=200$,计算得到的

结果如图 2 所示,其中红线代表(8)式的计算结果,黑线代表(9)式的计算结果,蓝线代表(10)式的计算结果。从图中可以看出,当不进行原子相位反馈时,Ramsey 线宽得到压窄,这是自由演化时间的延长导致的;进行原子相位反馈时,Ramsey 线宽并没有得到压窄,这表明晶振有相位突变,使得相对相位累积超过黑线的线性区,但相对相位累积仍处于蓝线的线性区内。

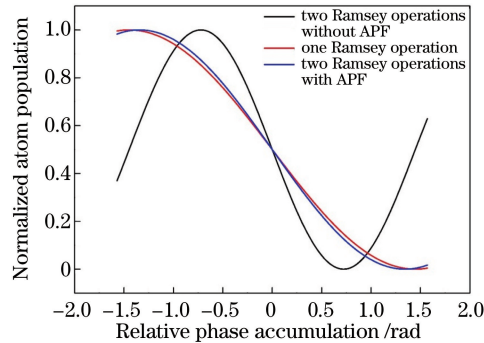


图 2 归一化原子布居数与相对相位累积之间关系的理论曲线

Fig. 2 Theoretical relationship curves of normalized atom population versus relative phase accumulation

3 实验结果

原子相位反馈实验是在脉冲光抽运铷原子钟实验平台上进行的^[5]。实验装置如图 3(a)所示,时序如图 3(b)所示。第一路激光用于态制备以及最后阶段的光探测,其频率通过伺服电路锁定到⁸⁷Rb 原子 D_1 线 $5^2S_{1/2} |F_g=2\rangle \rightarrow 5^2P_{1/2} |F_e=2\rangle$ 的饱和吸收峰上(F 为原子总角动量, g 和 e 分别表示基态和激发态),对应于图 3(b)中的红色部分;第二路激光用于大失谐光探测,其频率锁定到⁸⁵Rb 原子 D_1 线 $5^2S_{1/2} |F_g=3\rangle \rightarrow 5^2P_{1/2} |F_e=3\rangle$ 的饱和吸收峰上,对应于图 3(b)中的黄色部分。声光调制器(AOM)作为光开关,用于产生实验中所需要的时序。两束光被偏振分束器(PBS)合束后,经起偏器进入物理系统。物理系统的核心部件是置于微波腔里的充有缓冲气体和⁸⁷Rb 原子的石英泡,微波频率综合链输出的频率为 6.834 GHz 的信号经过微波开关及移相器后,馈入微波腔,与⁸⁷Rb 原子形成 Ramsey 作用,对应于图 3(b)中的蓝色部分。激光与原子相互作用后,偏振方向发生旋转,经过正交的检偏器后,前向散射信号被探测到,即正交偏振探测技术^[15]。这一探测方法有效地消除了光背景,提高了信号对比度及信噪比,除此之外,该方法可以使用大失谐光来探测原子,以降低对原子态的破坏。大失谐光探测到原子布居信息后,计算机得出第一个 Ramsey 阶段里的相对相位累积,并反馈给移相器,从而实现对第四个微波相位的调制。为了提高 Ramsey 条纹的信噪比,在最后阶段使用共振光进行探测。

为了验证失谐光探测对原子态没有破坏,分别在无失谐光探测与有失谐光探测情况下记录了最终的 Ramsey 条纹,实验结果如图 4 所示,可以看出后者的最终信号大约只有 4% 的损失,因此可以近似认为失谐光探测对原子态无破坏。

具体实现原子相位反馈的实验过程如下。首先,采用失谐光探测第一阶段的 Ramsey 条纹,得到原子布居数与相对相位累积之间的关系,并使用计算机进行记录。然后,按照图 3(b)所示的时序探测出第一阶段的原子布居数,通过查表得到第一阶段的相对相位累积,并以此来实现对最后一个微波脉冲的相位反馈。最终的实验结果如图 5 所示,其中黑线代表第一阶段用失谐光探测到的 Ramsey 条纹;红线代表在未进行原子相位反馈的情况下,第二阶段用共振光探测到的 Ramsey 条纹,实验结果符合理论预期,因为 Ramsey 条纹线宽正比于 $1/(2T)$,而不进行原子相位反馈时仅相当于简单地延长了自由演化时间,所以条纹线宽应该是被压窄的;蓝线代表在进行原子相位反馈的情况下,第二阶段用共振光探测到的 Ramsey 条纹,相比于红线,条纹线宽得到了展宽,即线性区得到了延长,多次重复就可以实现自由演化时间的有效延长。在非线性区,蓝线出现反常,这是原子布居数与相位不满足一一对应关系导致的,此时反馈的并不是真正的相对相位累积,而是线性区里的相位。本文关注的是线性区里的对应关系。

这种连续相位反馈的方法类似于主动光钟的工作机制^[16-18]。当布居数反转的增益原子在精细度较低的

光学谐振腔内时,即使每次只有一两个光子被腔镜反馈到腔内与其发生相互作用,受激辐射的光子相位也与种子光子相位完全一致,实现了相位反馈。形成振荡后,每一次腔镜输出激光的同时,总有几个光子发生反射,反馈回增益原子上,激发下一步的受激辐射行为。基于原子相位反馈的原子钟与主动光钟都实现了原子相位的连续实时反馈,相对于主动光钟,前者在一定程度上降低了 Dick 效应的影响。

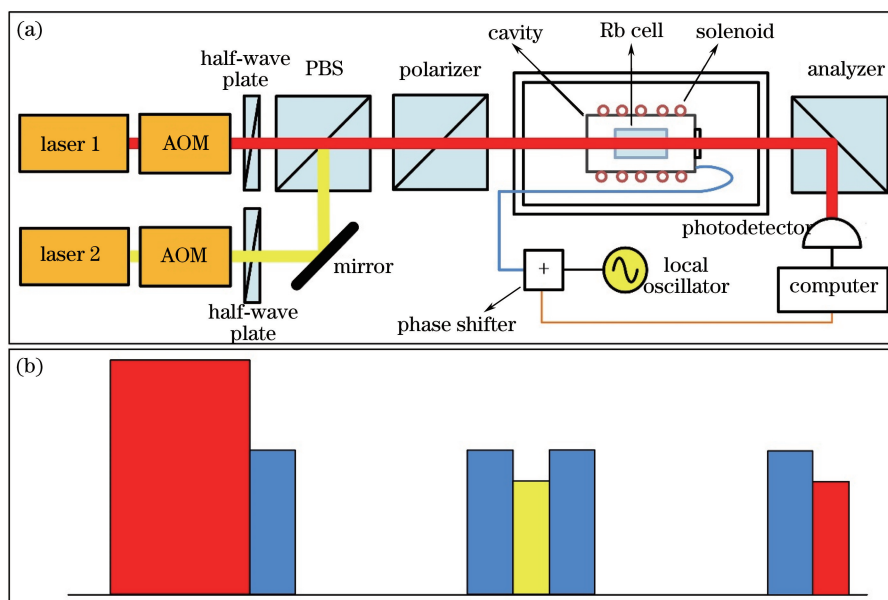


图 3 (a) 脉冲光抽运铷原子钟实验装置; (b) 两次 Ramsey 作用的原子相位反馈时序

Fig. 3 (a) Experimental setup of pulsed optically pumped rubidium atomic clock;

(b) timing sequence of atomic phase feedback with two Ramsey operations

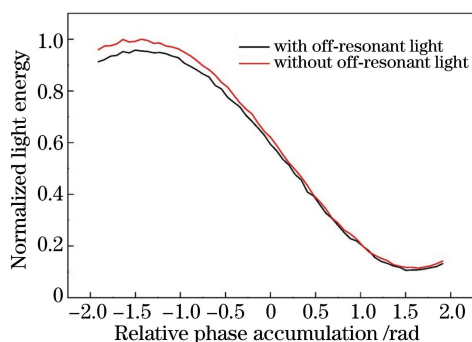


图 4 最终的 Ramsey 条纹
Fig. 4 Final Ramsey fringes

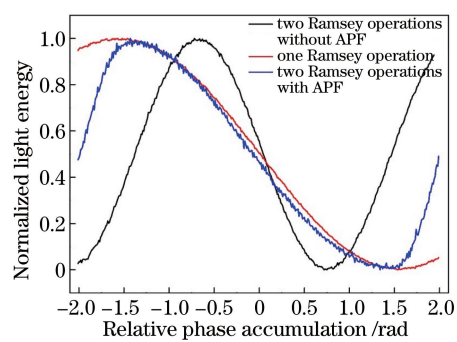


图 5 实验探测到的 Ramsey 条纹
Fig. 5 Ramsey fringes detected in experiment

4 结 论

从理论角度解释了利用周期性的原子相位反馈延长 Ramsey 自由演化时间的原理,通过实验得到了线宽没有被压窄的 Ramsey 条纹。相比于传统的 Ramsey 方法,利用所提方法得到的条纹线性区被有效地延长。对于 Ramsey 探测时间受限于晶振相位噪声的微波原子钟及光频原子钟来说,原子相位反馈技术是降低 Dick 效应影响的有效途径。

参 考 文 献

- [1] Ramsey N F. Molecular beams[M]. New York: Oxford University Press, 1955: 115-134.
- [2] Forman P. Atomichron: The atomic clock from concept to commercial product[C]. Proceedings of 1985 IEEE International Conference, 1985, 73(7): 1181-1204.
- [3] Alley C O. Quantum electronics[M]. New York: Columbia University Press, 1960.

- [4] Godone A, Micalizio S, Levi F. Pulsed optically pumped frequency standard[J]. *Physical Review A*, 2004, 70(2): 023409.
- [5] Dong G X, Deng J L, Lin J D, *et al.* Recent improvements on the pulsed optically pumped rubidium clock at SIOM[J]. *Chinese Optics Letters*, 2017, 15(4): 040201.
- [6] Kasevich M A, Riis E, Chu S, *et al.* RF spectroscopy in an atomic fountain[J]. *Physical Review Letters*, 1989, 63: 612-615.
- [7] Dick G J, Prestage J D, Greenhall C A, *et al.* Local oscillator induced degradation of medium-term stability in passive atomic frequency standards[C]. *The 22nd Annual Precise Time and Time Interval Applications and Planning Meeting*, 1990: 487-508.
- [8] Biedermann G W, Takase K, Wu X, *et al.* Zero-dead-time operation of interleaved atomic clocks[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 111(17): 170802.
- [9] Liu P, Meng Y L, Wan J Y, *et al.* A new scheme of compact cold atom clock based on diffuse laser cooling in a cylindrical cavity[J]. *Physical Review A*, 2015, 92(6): 062101.
- [10] Chou C W, Hume D B, Koelmeij J C J, *et al.* Frequency comparison of two high-accuracy Al^+ optical clocks[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(7): 070802.
- [11] Shiga N, Takeuchi M. Locking local oscillator phase to the atomic phase via weak measurement[J]. *New Journal of Physics*, 2012, 14(2): 023034.
- [12] Kohlhaas R, Bertoldi A, Cantin E, *et al.* Phase locking a clock oscillator to a coherent atomic ensemble[J]. *Physical Review X*, 2015, 5(2): 021011.
- [13] Liu Peng, Cheng Huadong, Meng Yanling, *et al.* Research on phase modulation of Ramsey fringes in integrating sphere cold atom clocks[J]. *Chinese J Lasers*, 2016, 43(11): 1112001.
刘 鹏, 成华东, 孟艳玲, 等. 积分球冷原子钟相位调制 Ramsey 条纹研究[J]. *中国激光*, 2016, 43(11): 1112001.
- [14] 林锦达, 邓见辽, 董功勋, 等. 微波相位调制锁定原子钟: CN201410698258.3[P]. 2014-11-27.
- [15] Lin J D, Deng J L, Ma Y S, *et al.* Detection of ultrahigh resonance contrast in vapor-cell atomic clocks[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(24): 5036-5038.
- [16] Yu D S, Chen J B. Laser theory with finite atom-field interacting time[J]. *Physical Review A*, 2008, 78(1): 013846.
- [17] Chen J B. Active optical clock[J]. *Chinese Science Bulletin*, 2009, 54(3): 348-352.
- [18] Kazakov G A, Schumm T. Active optical frequency standard using sequential coupling of atomic ensembles[J]. *Physical Review A*, 2013, 87(1): 013821.