

文章编号: 0253-2239(2008)07-1390-05

拉曼喷泉原子钟

屈求智 周子超 万金银 刘 亮

(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)

摘要 利用拉曼光场代替喷泉原子钟的微波腔实现拉曼喷泉原子钟。将分离拉曼光场技术与冷原子喷泉技术相结合,避免了在真空腔内放置微波腔,简化了真空系统,同时还保持了很高的准确度。采用半经典理论研究了冷原子喷泉与拉曼光场的相互作用过程,得到了冉赛(Ramsey)条纹。比较了拉曼喷泉原子钟与热铯束拉曼原子钟,前者有更小的体积和功耗,其精度可能达到或超过商用小铯钟。还比较了拉曼喷泉原子钟与微波喷泉原子钟的差别,分析了光子反冲的影响,提出利用同向传播和相向传播的两台拉曼原子钟测量精细结构常数。

关键词 量子光学; 拉曼光场; 原子干涉; 喷泉原子钟

中图分类号 O562.3 **文献标识码**: A **doi**: 10.3788/AOS20082807.1390

Raman Atomic Fountain Clock

Qu Qiuzhi Zhou Zichao Wan Jinyin Liu Liang

(Key Laboratory for Quantum Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,
Chinese Academy of Sciences, Shanghai, 201800, China)

Abstract An atomic fountain clock based on Raman laser field instead of microwave cavity is proposed. This scheme combines the separate Raman fields technology and the cold atomic fountain technology, cancels the microwave fountain clock in the vacuum cavity and meanwhile keeps a high accuracy. The interaction process of the cold atomic fountain and the Raman laser field is studied with the semiclassical theory and the Ramsey fringes are acquired. The Raman fountain clock is compared with the atomic beam clock of hot cesium atoms, and it is found that the accuracy of Raman fountain clock higher and its capacity and power consumption are much smaller. Compared with the microwave fountain clock, the Raman fountain clock must consider the influence of photon recoil. With the photon recoil, it is proposed to measure the fine structure constant by using two Raman fountain clocks.

Key words quantum optics; Raman laser field; atomic interference; atomic fountain clock

1 引 言

20 世纪 90 年代以来,由于激光冷却、囚禁和操控原子技术的迅速发展,新一代的原子钟不断突破传统原子钟的性能限制,其中以冷原子喷泉钟和光钟为代表^[1]。

冷原子喷泉原子钟是目前地面上精度最高的原子钟,其精度高达 10^{-16} 量级^[2~8]。基本原理是使制备好的冷原子在上抛和下落过程中两次经过一个 $\pi/2$ 微波腔,微波和基态超精细能级耦合,探测激光

对原子态进行探测从而获得冉赛(Ramsey)干涉条纹。条纹宽度取决于两次通过微波腔的时间间隔,目前所获得的宽度小于 1 Hz。通常的喷泉原子钟都采用微波单腔结构。原子在激光冷却后上抛和下落通过同一个微波腔,有效地消除了腔相移带来的影响。目前,我国已经成功地实现了 Cs 原子喷泉钟的运转^[9],而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则对 Rb 原子喷泉钟进行了大量的研究^[10~12]。

收稿日期: 2007-08-07; **收到修改稿日期**: 2007-12-06

基金项目: 上海市浦江人才计划资助课题。

作者简介: 屈求智(1977—),男,助研,硕士,主要从事冷原子物理理论与实验、原子钟、玻色爱因斯坦凝聚等方面的研究。

E-mail: quqiuzhi@siom.ac.cn

导师简介: 刘 亮(1963—),男,研究员,主要从事冷原子物理、原子钟、原子干涉仪等方面的研究。

E-mail: liangliu@siom.ac.cn

最近,原子干涉仪的研究发展迅速^[13~18]。高精度的原子干涉仪一般采用 $\pi/2 - \pi - \pi/2$ 分离拉曼光场和一个冷原子束作用。当采用 $\pi/2 - \pi/2$ 分离拉曼光场时便形成拉曼原子束钟,其原理和通常的铯束微波钟类似,所不同的是铯束钟的两个分离的微波场由拉曼光场代替。1981 年 Thomas 等利用这种方法观察到了钠热原子束的 Ramsey 条纹,半峰全宽为 650 Hz,短期稳定度达到了 2.5×10^{-10} 。并预言用这种方法的铯原子钟可以获得更小的半峰全宽和更高的精度(2.5×10^{-11}),还指出如果进一步提高精度就必须采用冷原子束,但由于当时激光冷却技术还未发展成熟而未能实现。如今,获得这样的冷原子束已经不是难事,本文提出了将分离拉曼光场技术与冷原子喷泉技术相结合的拉曼喷泉原子钟,基本原理是通过冷原子上抛和下落两次通过同一个 $\pi/2$ 拉曼光场,从而消除分离拉曼光场所带来的相移,同时,由于采用拉曼光场,其微波频率通过激光频率差和原子基态超精细能级耦合,不需要微波腔,从而简化了装置。

2 理论基础

如图 1 所示,拉曼激光取代通常的喷泉原子钟的微波腔,其他结构和喷泉微波钟基本相同^[9,10]。原子首先在底部的磁光阱(MOT)中冷却和俘获,获得足够的冷原子后,关闭冷却激光,打开移动光学黏胶激光,使原子上抛。上抛原子首先进行选态,选态后的原子处于 Rb 原子基态 $5^2S_{1/2}$ 的 $|F=1, m_F=0\rangle$, 如图 2 所示。然后 $|F=1, m_F=0\rangle$ 原子通过 $\pi/2$ 的拉曼激光,继续上抛至最高后下落,再次经过 $\pi/2$ 的拉曼激光。打开探测激光,探测 $|F=2, m_F=0\rangle$ 的粒子数给出信号。拉曼激光包含 2 个频率 ω_1 和 ω_2 ,其频率差 $\omega_{12} = \omega_1 - \omega_2$ 等于 $|F=1, m_F=0\rangle$ 和 $|F=2, m_F=0\rangle$ 的超精细能级差 6.835 GHz。扫描 ω_{12} 获得 Ramsey 干涉条纹,从而给出原子频标信号。

采用半经典理论进行理论分析^[15,16]。光场用电磁理论描述,而原子系综用量子力学描述。对于 Δ 型的三能级原子,原子跃迁频率 ω_{13} 是 $|1\rangle$ 与 $|3\rangle$ 之间的跃迁频率, ω_{23} 是 $|2\rangle$ 与 $|3\rangle$ 的跃迁频率。原子的两

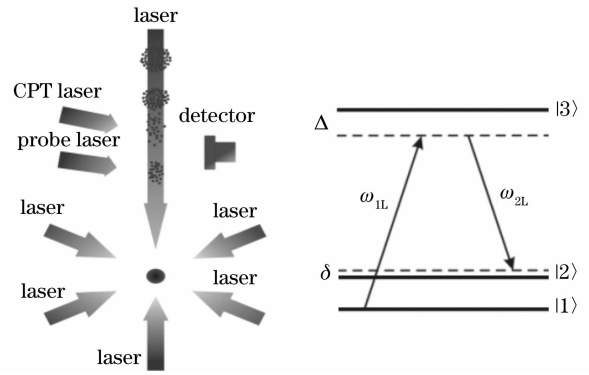


图 1 拉曼原子干涉喷泉原子钟原理图

Fig. 1 Scheme of Raman atomic fountain clock

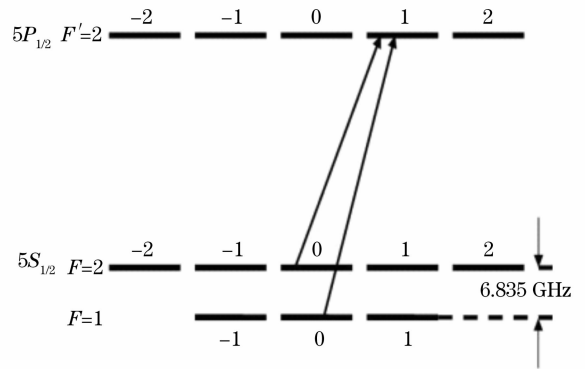


图 2 Rb 原子跃迁能级图

Fig. 2 Rb atomic energy transition table

基态 $|1\rangle$, $|2\rangle$ 通过拉曼光场耦合于激发态 $|3\rangle$ 。两激光场的频率为 ω_1, ω_2 。

假设喷泉原子初始具有水平速度 v_h 和初始动量 p_h ,与光场作用时,处于 $|1\rangle$ 原子先被 ω_1 激发到 $|3\rangle$,吸收单个光子并获得反冲动量 $\hbar k_1$, k_1 为 ω_1 的波矢。原子水平速度变为 $v'_h = v_h + \hbar k_1/m$,此过程的能量守恒 $\omega_1 = \omega_{13} + k_1 \cdot v_h + \hbar |k_1|^2/(2m)$,原子再次被第二光场 ω_2 激发到 $|2\rangle$,反冲动量为 $-\hbar k_2$,此时原子的水平速度变为 $v'_h = v_h + \hbar(k_1 - k_2)/m$,能量守恒下的 ω_2 应满足 $\omega_2 = \omega_{23} + k_2 \cdot v_h + \hbar k_2 \cdot k_1/m - \hbar |k_2|^2/(2m)$ 。考虑相反的过程,通过 $|3\rangle$ 态原子由 $|2\rangle$ 到 $|1\rangle$ 的过程也有同样的结果。考虑到光子的反冲动量,选取原子的本征态矢为 $|1, p_h\rangle, |3, p_h + \hbar k_1\rangle, |2, p_h + \hbar(k_1 - k_2)\rangle$ 。

系统总的哈密顿量为 $\hat{H} = \hat{p}^2/(2m) + \hat{H}_A + \hat{V}$, 其中

$$\hat{p}^2 = p_h^2 |1, p_h\rangle \langle 1, p_h| + (p_h + \hbar k_1)^2 |3, p_h + \hbar k_1\rangle \langle 3, p_h + \hbar k_1| + [(p_h + \hbar(k_1 - k_2))]^2 |2, p_h + \hbar(k_1 - k_2)\rangle \langle 2, p_h + \hbar(k_1 - k_2)|, \quad (1)$$

原子的内态哈密顿量

$$\widehat{H}_A = \hbar\omega_{13} |3, \mathbf{p}_h + \hbar\mathbf{k}_1\rangle\langle 3, \mathbf{p}_h + \hbar\mathbf{k}_1| + \hbar\omega_{12} |2, \mathbf{p}_h + \hbar(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)\rangle\langle 2, \mathbf{p}_h + \hbar(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)|,$$

令 $\boldsymbol{\mu}$ 为电偶极矩算子,

$$\boldsymbol{\mu} = \mu_{13} |1, \mathbf{p}_h\rangle\langle 3, \mathbf{p}_h + \hbar\mathbf{k}_1| + \mu_{23} |2, \mathbf{p}_h + \hbar(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)\rangle\langle 3, \mathbf{p}_h + \hbar\mathbf{k}_1|,$$

$\mathbf{E}(z, t)$ 为电场强度: $\mathbf{E}(z, t) = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2$, 其中

$$\mathbf{E}_1 = \boldsymbol{\varepsilon}_1 \cos(k_1 z + \omega_1 t + \phi_1) = \boldsymbol{\varepsilon}_1 \frac{\exp[i(k_1 z + \omega_1 t + \phi_1)] + \exp[-i(k_1 z + \omega_1 t + \phi_1)]}{2}, \quad (2)$$

$$\mathbf{E}_2 = \boldsymbol{\varepsilon}_2 \cos(k_2 z + \omega_2 t + \phi_2) = \boldsymbol{\varepsilon}_2 \frac{\exp[i(k_2 z + \omega_2 t + \phi_2)] + \exp[-i(k_2 z + \omega_2 t + \phi_2)]}{2}, \quad (3)$$

定义拉比振荡频率为 $\Omega_1 = -\frac{\mu_{13}\varepsilon_1}{2\hbar}$, $\Omega_2 = -\frac{\mu_{23}\varepsilon_2}{2\hbar}$, 则相互作用哈密顿

$$\widehat{V} = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{E}(z, t) = \hbar\Omega_1^* |3, \mathbf{p}_h + \hbar\mathbf{k}_1\rangle\langle 1, \mathbf{p}_h| \exp[-i(k_1 z + \omega_1 t + \phi_1)] + \hbar\Omega_2^* |3, \mathbf{p}_h + \hbar\mathbf{k}_1\rangle\langle 2, \mathbf{p}_h + \hbar(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)| \exp[-i(k_2 z + \omega_2 t + \phi_2)] + \text{C. C.}, \quad (4)$$

令 $D_1 = k_1 z + \omega_1 t + \phi_1$, $D_2 = k_2 z + \omega_2 t + \phi_2$, 可以得到系统总的薛定谔方程:

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} C_1(p_h, t) \\ C_2[p_h + \hbar(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2), t] \\ C_3(p_h + \hbar\mathbf{k}_1, t) \end{bmatrix} = -\frac{i}{\hbar} \begin{bmatrix} \frac{p_h^2}{2m} & 0 & \hbar\Omega_1 \exp(iD_1) \\ 0 & \frac{[p_h + \hbar(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)]^2}{2m} + \hbar\omega_{12} & \hbar\Omega_2 \exp(iD_2) \\ \hbar\Omega_1^* \exp(-iD_1) & \hbar\Omega_2^* \exp(-iD_2) & \frac{[p_h + \hbar\mathbf{k}_1]^2}{2m} + \hbar\omega_{13} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} C_1(p_h, t) \\ C_2[p_h + \hbar(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2), t] \\ C_3(p_h + \hbar\mathbf{k}_1, t) \end{bmatrix}, \quad (6)$$

引入以下参量:

$$B_1(p_h, t) = C_1(p_h, t) \exp(i\omega_0 t),$$

$$B_2[p_h + \hbar(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2), t] = C_2[p_h + \hbar(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2), t] \exp(i\omega_{21}^{\text{eff}} t),$$

$$B_3(p_h + \hbar\mathbf{k}_1, t) = C_3(p_h + \hbar\mathbf{k}_1, t) \exp(i\omega_{31}^{\text{eff}} t),$$

其中 $\omega_0 = \frac{p_h^2}{2\hbar m}$, $\omega_{21}^{\text{eff}} = \omega_{21} + \left\{ \frac{[p_h + \hbar(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)]^2}{2\hbar m} - \frac{p_h^2}{2\hbar m} \right\}$, $\omega_{31}^{\text{eff}} = \frac{[p_h + \hbar\mathbf{k}_1]^2}{2\hbar m} + \omega_{31}$, 并定义失谐量:

$$\delta = \omega_0 - \omega_{21}^{\text{eff}} - (\omega_2 - \omega_1) = \frac{p_h^2}{\hbar m} - \frac{[p_h + \hbar(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)]^2}{2\hbar m} - \omega_{21} - (\omega_2 - \omega_1),$$

$$\Delta = \omega_{31}^{\text{eff}} - \omega_0 - \omega_{L_1} = \frac{pk_1}{m} + \frac{\hbar k_1^2}{2m} + \omega_{31} - \omega_1,$$

代入(6)式, 化简后可得

$$\frac{dB_1(p_h, t)}{dt} = -i\Omega_1 B_3(p_h + \hbar\mathbf{k}_1, t) \exp(-i\Delta t) \exp(i\phi_1), \quad (7)$$

$$\frac{dB_2(p_h + \hbar(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2), t)}{dt} = -i\Omega_2 B_3(p_h + \hbar\mathbf{k}_1, t) \exp[-i(\Delta + \delta)t] \exp(i\phi_2), \quad (8)$$

$$\frac{dB_3(p_h + \hbar\mathbf{k}_1, t)}{dt} = -i\Omega_1^* B_1(p_h, t) \exp(i\Delta t - i\phi_1) - i\Omega_2^* B_2[p_h + \hbar(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2), t] \exp[i(\Delta + \delta)t - i\phi_2], \quad (9)$$

在大失谐近似下 $\Delta \gg \Omega_1, \Omega_2, \delta$, $B_1(p_h, t)$, $B_2[p_h + \hbar(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2), t]$ 的振荡幅度远小于失谐量, 可以近似为不含时, 以上方程组可以简化为

$$\frac{dB_3}{dt} = -i\Omega_1^* B_1 \exp(i\Delta t - i\phi_1) - i\Omega_2^* B_2 \exp[i(\Delta + \delta)t - i\phi_2], \quad (10)$$

积分可得

$$B_3 = -\frac{\Omega_1^* B_1}{\Delta} \exp(i\Delta t - i\phi_1) - \frac{\Omega_2^* B_2}{\Delta + \delta} \exp[i(\Delta + \delta)t - i\phi_2], \quad (11)$$

代入(7)式、(8)式, 可得

$$\frac{dB_1}{dt} = i \frac{\Omega_1^* \Omega_1}{\Delta} B_1 + i \frac{\Omega_2^* \Omega_1}{\Delta} B_2 \exp(i\delta t) \exp[i(\phi_1 - \phi_2)], \quad (12)$$

$$\frac{dB_2}{dt} = i \frac{\Omega_1^* \Omega_2}{\Delta} B_2 + i \frac{\Omega_2^* \Omega_2}{\Delta} B_1 \exp(-i\delta t) \exp[-i(\phi_1 - \phi_2)]. \quad (13)$$

假设初始状态时,原子都处于 $|1\rangle$ 态,即 $B_1(p, t_0) = 1, B_2(p, t_0) = 0$, 并设 $\phi_1 = \phi_2$, 令 $u = \frac{|\Omega_1^2|}{\Delta} + \frac{|\Omega_2^2|}{\Delta}$,

$v = \frac{|\Omega_1^2|}{\Delta} - \frac{|\Omega_2^2|}{\Delta}, \kappa = \frac{\Omega_1^* \Omega_2}{\Delta}, \omega^2 = \left[\frac{|\Omega_1|^2}{\Delta} - \frac{|\Omega_2|^2}{\Delta} - \delta \right]^2 + 4 \frac{|\Omega_1|^2 |\Omega_2|^2}{\Delta^2}$, 则第一次经过拉曼光场后,

$$B_1(p, \tau) = \exp\left(i \frac{u + \delta}{2} \tau\right) \left[\cos \frac{\omega}{2} \tau - i \frac{v}{\omega} \sin \frac{\omega}{2} \tau \right], \quad B_2(p, \tau) = \exp\left(i \frac{u - \delta}{2} \tau\right) \frac{i\kappa}{\omega} \exp(-i\delta t_0) \sin \frac{\omega}{2} \tau, \quad (14)$$

再经过 T 时间的自由演化过程,

$$B_2(p, \tau + T) = \exp\left(-i \frac{\delta}{2} T\right) \left[\cos \frac{\delta}{2} T + i \sin \frac{\delta}{2} T \right] B_2(p, \tau), \quad (15)$$

最后与拉曼光场第二次作用,得

$$B_2(p, 2\tau + T) = 2 \frac{i\kappa^*}{\omega} \sin \frac{\omega}{2} \tau \exp[i(u - \delta)\tau] \exp(-i\delta t_0) \exp\left(-i \frac{\delta}{2} T\right) \left[\cos \frac{\omega}{2} \tau \cos \frac{\delta}{2} T - \frac{v}{\omega} \sin \frac{\omega}{2} \tau \sin \frac{\delta}{2} T \right]. \quad (16)$$

则能级 2 的最终概率分布为

$$\begin{aligned} P_2(T + 2\tau) &= C_2^*(T + 2\tau) C_2(T + 2\tau) = B_2^*(T + 2\tau) B_2(T + 2\tau) = \\ &= 4 \frac{\kappa^* \kappa}{\omega^2} \sin^2 \frac{\omega}{2} \tau \left[\cos \frac{\omega}{2} \tau \cos \frac{\delta}{2} T - \frac{v}{\omega} \sin \frac{\omega}{2} \tau \sin \frac{\delta}{2} T \right]^2 = \\ &= 16 \frac{|\Omega_1|^2 |\Omega_2|^2}{\omega^2 \Delta^2} \sin^2 \frac{\omega}{2} \tau \left[\cos \frac{\omega}{2} \tau \cos \frac{\delta}{2} T - \frac{|\Omega_2|^2 / \Delta - |\Omega_1|^2 / \Delta + \delta}{\omega} \sin \frac{\omega}{2} \tau \sin \frac{\delta}{2} T \right]^2. \end{aligned} \quad (17)$$

要使共振频率处 ($\delta = 0$) 的跃迁几率等于 1, 并使谱线宽尽量窄, 应取 $\Omega_1 = \Omega_2, 2|\Omega_1|^2 \tau / \Delta = \pi/2$, 这是此处分离振荡场应用于原子钟时必须满足的条件。控制拉曼光场的强度和光束的宽度可满足 $\pi/2$ 脉冲条件。

3 结果与讨论

拉曼喷泉原子钟采用了冷原子喷泉技术, 由于冷原子束上抛的初速度只有数米每秒, 原子两次和拉曼光场的作用时间间隙比传统热原子束钟^[13,14] 提高至少 2 个数量级。因此, 和热铯束拉曼钟比较, 对于同样精度的原子钟拉曼喷泉原子钟的体积将大为缩小, 从而拉曼原子钟所需的横向均匀磁场易于实现。图 3 给出了典型的拉曼喷泉原子钟的 Ramsey 条纹, 其条纹宽度约为 1 Hz, 所对应的冷原子上抛高度约为 0.31 m。喷泉原子钟的 Ramsey 条纹的宽度和冷原子上抛高度有如下关系式:

$$\Delta\nu = 0.25 \sqrt{g/(2H)}, \quad (18)$$

式中 g 为重力加速度, H 为上抛高度。当 Ramsey 条纹宽度为 5 Hz 时, 其上抛高度仅需要 1.2 cm, 而 10 Hz 的宽度则仅需要 3 mm。这样一个微小的装置上获得如此窄的 Ramsey 条纹宽度是惊人的, 而这样这样微小的装置只能由拉曼喷泉原子钟来实现。

因此微型拉曼喷泉原子钟的精度有可能达到或超过商用小铯钟(例如目前国际上最好的 5071 铯束管, 准确度 1×10^{-13} , 稳定度 1×10^{-11}), 但其体积和功耗要小。

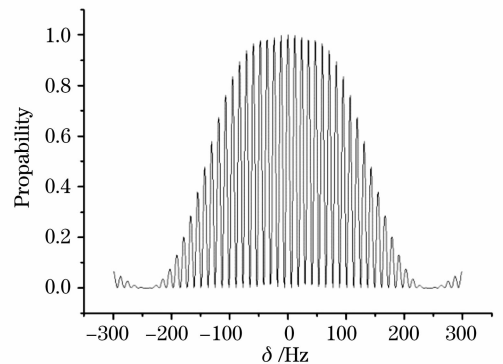


图 3 拉曼原子干涉喷泉原子钟的 Ramsey 花样计算图 ($\tau = 0.025$ s, $T = 0.5$ s, 中心谱线线宽为 1 Hz, 暂不考虑原子速度分布带来影响)

Fig. 3 Theoretical Ramsey fringes of the Raman atomic fountain clock. ($\tau = 0.025$ s, $T = 0.5$ s, central spectral line width 1 Hz, the influence of atomic velocity distribution is neglected temporarily)

另一方面, 拉曼喷泉原子钟和微波喷泉原子钟的最大差别是拉曼喷泉原子钟存在光子反冲的影

响。由于能量守恒的要求,由于光子反冲的影响,所要求的拉曼光束的频率相应的产生变化。因此,如果有两台全同的拉曼喷泉钟,其中一台的拉曼光束是同向传播,而另一台则是相向传播,则对应的拉曼光束的频率差分别为

$$\omega_1 - \omega_2 = \omega_{13} - \omega_{23} + \frac{\hbar(|k_1|^2 - |k_2|^2)}{2m} \mp \frac{\hbar|k_1||k_2|}{m}, \quad (19)$$

其中,拉曼光同向传播对应于负号,而相向传播为正号。当这两种工作模式所对应的 Ramsey 条纹的极大值时,拉曼光束的频率差有一个差异,其差异为 $\frac{2\hbar|k_1||k_2|}{m} \approx 4\omega_r$, 这里 ω_r 为反冲频率。简单的估算可以得知, $4\omega_r \approx 43$ kHz。因此,利用这个效应,可以精确测定光子反冲动量,从而确定精细结构常数。

4 结 论

从理论上详细推导了该物理过程,结合了微波喷泉钟,原子干涉仪以及拉曼原子钟的优点,获得了拉曼喷泉原子钟运转。其最大的特点在于利用一对同向传播的拉曼光场取代微波腔实现拉曼原子干涉喷泉原子钟。与微波喷泉钟相比,拉曼原子干涉喷泉钟用相对容易控制的光场代替了设计复杂、要求严格的微波场,从而大大简化了实验装置和缩小了装置的体积,是对微波喷泉钟和小铯钟的有益补充和深化。由于拉曼喷泉原子钟采用了与原子干涉仪相类似的物理过程,可以方便地进行光子反冲精密测量实验,测量精密结构常数 α ,也可以用来精确测量引力常数 g ,所以,作为一种新型原子钟,其原理和应用的探索对拓宽原子频标的研究有重要作用。

参 考 文 献

- 1 B. Y. Huang. *New Generation Atomic Clocks* [M]. Wuhan: Wuhan University Press, 2006. 23
黄秉英. 新一代原子钟[M]. 武汉: 武汉大学出版社, 2006. 23
- 2 A. Clairon, C. Salomon, S. Guellati. Ramsey resonance in a Zacharias fountain[J]. *Europhys. Lett.*, 1991, **16**(2): 165~170
- 3 Paul D. Lett, Richard N. Watts, Christoph I. Westbrook *et al.*. Observation of atoms laser cooled below the Doppler limit[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1988, **61**(2): 169~172
- 4 A. Clairon, P. Laurent, G. Stantarelli *et al.*. A cesium fountain

- frequency standard; preliminary results[J]. *IEEE Trans. on Inst. And Meas.*, 1995, **44**(2): 128~131
- 5 Andreas Bauch, Roland Schroder. Experimental verification of the shift of the cesium hyperfine transition frequency due to blackbody radiation[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1997, **78**(4): 622~625
- 6 Christophs Salomon, Christian Veillet. ACES: atomic clock ensemble in space [J]. *ESA Space Station Utilization Symposium*, Darmstadt 1996, SP-385 295~297
- 7 Kurt Gibble. Laser-cooled microgravity clocks[J]. *IEEE Int. Freq. Control Symp.*, 1998, **52**: 41~45
- 8 H. G. Robinson, S. R. Jefferts, D. B. Sullivan. Design studies for a laser-cooled space clock[J]. *IEEE Int. Freq. Control Symp.*, 1998, **52**: 37~40
- 9 T. C. Li, M. S. Li, P. W. Lin *et al.*. Improvement and evaluation of the NIM4 cesium atomic fountain clock [C]. *Convention Thesis of the National Time Frequency Science Conference*, 2005
李天初,李明寿,林平卫等. 2005年NIM4铯喷泉钟的改进和最新评估[C]. 2005年全国时间频率学术交流会议论文集, 2005
- 10 R. Wei, T. Li, F. G. Bian *et al.*. The progress of the cold atomic clock in Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics [C]. *Convention Thesis of the National Time Frequency Science Conference*, 2005
魏荣,李唐,边风刚等. 上海光机所冷原子钟研究的进展[C]. 2005年全国时间频率学术交流会议论文集, 2005
- 11 F. G. Bian. The design of minitype ^{87}Rb atomic fountain clock and space cold atomic clock[D]. Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, 2006
边风刚. 小喷泉 ^{87}Rb 原子钟的设计与空间冷原子钟的研究[D]. 上海: 上海光学精密机械研究所, 2006
- 12 R. Wei. The design of minitype ^{87}Rb atomic fountain clock and work in the earlier stage[D]. Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, 2003
魏荣. 小型喷泉铷原子钟的设计与前期工作[D]. 上海: 上海光学精密机械研究所, 2003
- 13 J. E. Thomas, S. Ezekiel. Ultrahigh-resolution spectroscopy and frequency standards in the microwave and far-infrared regions using optical lasers[J]. *Opt. Lett.*, 1981, **6**(6): 298~300
- 14 J. E. Thomas, P. R. Hemmer, S. Ezekiel *et al.*. Observation of Ramsey fringes using a stimulated, resonance Raman transition in a sodium atomic beam[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1982, **48**(13): 867~870
- 15 A. Peters, K. Y. Chung, S. Chu. High-precision gravity measurements using atom interferometry[J]. *Metrologia*, 2001, **38**(1): 25~61
- 16 Kathryn Moler, David S. Weiss, Manc Kasevich *et al.*. Theoretical analysis of velocity-selective Raman transitions[J]. *Phys. Rev. A*, 1992, **45**(1): 342~348
- 17 David S. Weiss, Brenton C. Young, Steven Chu. Precision measurement of the photon recoil of an atom using atomic interferometry[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, **70**(18): 2706~2709
- 18 D. S. Weiss, B. C. Young, S. Chu. Precision measurement of \hbar/mc_s based on photon recoil using laser-cooled atoms and atomic interferometry[J]. *Appl. Phys.*, 1994, **B59**(3): 217~253