

对抛式冷原子陀螺仪中原子运动轨迹的控制*

熊宗元¹⁾²⁾³⁾ 姚战伟¹⁾²⁾³⁾ 王玲¹⁾²⁾³⁾ 李润兵¹⁾²⁾ 王谨¹⁾²⁾ 詹明生¹⁾²⁾†

1) (中国科学院武汉物理与数学研究所波谱与原子分子物理国家重点实验室, 武汉光电国家实验室, 武汉 430071)

2) (中国科学院冷原子物理中心, 武汉 430071)

3) (中国科学院研究生院, 北京 100049)

(2010年10月5日收到; 2011年1月16日收到修改稿)

冷原子具有很小的速度, 很窄的速度分布以及良好的相干特性, 利用冷原子物质波干涉特性可实现原子干涉仪, 具有萨格奈克效应的原子干涉仪即原子陀螺仪, 可精密测量转动速率. 冷原子轨迹的精确控制对提高冷原子陀螺仪的测量精度有着重要的意义, 文章报道了利用直接数字频率综合器, 实现对双向对抛冷原子运动轨迹的精确控制.

关键词: 冷原子, 原子陀螺仪, 直接数字频率综合器

PACS: 32.30.-r, 33.15.-e, 33.15.Mt, 32.30.Bv

1. 引言

物质波的干涉特性在精密测量中有着潜在的应用^[1], 自从1991年朱棣文小组实现脉冲式原子干涉仪^[2]以来, 原子干涉仪在重力加速度测量^[3-5], 牛顿引力常数测量^[6-9], 精细结构常数测量^[10], 地球自转速率测量^[11-13]等方面得到了广泛的应用, 目前国际上冷原子干涉仪测量转动的灵敏度达到了 2.4×10^{-7} rad/s^[13, 14]. 冷原子具有小的速度及速度分布, 利用冷原子实现的原子陀螺仪^[15]在小型集成化及其惯性导航领域的应用中更具有优势.

在冷原子陀螺仪实验中, 一般采用声光调制器 (acousto-optic modulator, AOM) 分别将向上囚禁激光的谐振频率蓝移 ($\nu + \delta\nu$), 将向下囚禁激光的谐振频率红移 ($\nu - \delta\nu$), 两束激光反向失谐形成行波光学黏胶^[16], 类似于原子喷泉钟^[17], 通过调节激光的频率失谐量 ($\delta\nu$) 来控制冷原子的初速度, 同步控制 AOM 的驱动电路的频率和信号功率, 从而实现对激光频率失谐量和光强的控制, 先将两个 AOM 同时正负 ($\pm \delta\nu$) 失谐加速原子, 然后同步负失谐, 同时减小功率, 进一步降低冷原子温度. 在冷原子陀螺仪中冷原子轨迹的精确控制对射频电路提出

了更高的要求, 原子初速度的方向和大小决定其运动轨迹, 在冷原子干涉陀螺仪中, 原子初速度的方向不确定度为 0.4 mrad, 为了达到高精度的旋转速率测量, 期望实现优于 Hz 水平的声光调制器驱动电路来控制原子初速度的大小.

目前, 商用 AOM 驱动器采用压控振荡器 (VCO), 其优点是可以很方便地调节输出频率, 但频率随时间的漂移比较大, 频率的切换速度不高. 要满足上述实验要求, 需要克服两个技术难点, 一是要保证失谐量调节高度同步, 确保两个射频电压同时加在相应的 AOM 晶体上, 二是要保证频率失谐量的精确控制, 要求提供精确可控的射频源.

1971年, Tierney 等人^[18]提出了直接数字频率综合器 (direct digital frequency synthesis, DDS) 的方案, DDS 是基于数字信号处理技术而生的一种频率合成技术, 可以克服频率漂移和频率切换慢的问题. 通常的 DDS 由加法器和锁存器构成的累加器, 正弦波波形表, D-A 转换器, 低通滤波器等组成, 其特点就是可以灵活而精确地控制输出射频信号的频率、相位和幅度, 而且可以快速切换频率. 随着集成电路技术的发展, DDS 技术已经取得飞速发展, 成为一项重要技术, 在电报调制解调, 测量仪器, 蜂窝基站, 无线本地环路基站, 雷达等诸多领域

* 国家自然科学基金 (批准号: 10774160, 10827404), 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2005CB724505, 2010CB832805) 和武汉光电国家实验室基金 (批准号: P080001) 资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: mszhan@wipm.ac.cn

得到了广泛应用. 基于数字频率综合器自身的优点, DDS 电路在解决控制冷原子速度大小的物理问题中有着明显的优势.

通过对 DDS 方案的进一步优化, 可以研制出输出频率、相位和幅度均由数字处理器快速而精确地控制, 具有较高的频率和相位分辨能力的 DDS 射频电路. 本文介绍我们设计并成功研制的一种用于冷原子运动轨迹精确控制的频率综合器, 其输出频率为 80 MHz, 分辨率在 1 μ Hz, 频率可外部控制的射频电路. 该频率综合器已应用于冷原子陀螺仪实验, 通过对冷却与囚禁激光频率和强度的控制, 实现了原子团的偏振梯度冷却, 使冷原子温度低于 30 μ K, 并进一步实现了冷原子速度的精确控制及其双向对抛, 为进一步实现冷原子陀螺仪奠定了基础.

2. 实验方案

我们研制的频率综合器采用 ADI 公司生产的一款集成单片 DDS 芯片 AD9852. AD9852 的频率累加器在系统时钟的控制下以频率控制字 M_{FTW1} (或者 M_{FTW2} , 取决于 FSK/BPSK 引脚的电平) 作累加. 频率累加器输出的 48 位二进制代码作为地址对 Sine-ROM (Sine-ROM 中存入的是正弦信号的幅度信息) 进行寻址, 从而得到含幅度信息的 12 位的二进制码, 再经过高速的 D-A 转换器得到正弦信号. DDS 输出信号的频率由参考时钟 f_c 和频率控制字 M_{FTW} 决定:

$$f_{out} = \frac{M_{FTW} \cdot f_c}{2^{48}}. \quad (1)$$

(1) 式中 f_{out} 是 DDS 的输出信号的频率, M_{FTW} 是频率控制字, f_c 是系统时钟频率. 通过改变 M_{FTW} 可以改变输出信号的频率. 实验中 f_c 为 300 MHz, 根据奈奎斯特采样定律, AD9852 能输出 150 MHz 的输出信号, 但是为了保证输出信号的性能, 输出信号频率最大不超过 120 MHz^[19, 20].

为了实现快速切换 AD9852 输出信号的频率, 我们把 AD9852 设置为 FSK 工作模式 (由内部寄存器设定). AD9852 内部有两个 48 位频率控制寄存器: FTW1 和 FTW2, 由引脚 FSK/BPSK 的状态决定使用哪个频率控制字: 当 FSK/BPSK 为高电平时输出频率由 FTW2 控制, 当为低电平时由 FTW1 控制.

输入输出控制逻辑是为控制器和 AD9852 的通信接口, 可以采用 2 线或 3 线 SPI 接口. 通过输入输

出控制逻辑改变 AD9852 内部的各个寄存器和控制寄存器的值就可以控制 AD9852 的输出信号.

实验中, 我们利用一个稳定的有源晶振输出 50 MHz 的时钟, 再转换为差分的参考时钟. 差分输入信号经内部的可编程倍频器把 50 MHz 的参考时钟倍频到 300 MHz.

AD9852 的输出信号功率可以通过改变外围电阻来调节, 输出得到 7 dBm 的射频信号经功率放大器放大到 30 dBm, 作为 AOM 晶体的驱动器.

3. 实验结果

我们成功研制出中心频率为 80 MHz 的数字频率综合器, 并通过 AOM 晶体控制激光频率的失谐量, 形成冷原子的移动光学粘胶, 冷原子的初始速度方向与水平面成 76° 夹角, 初始速度大小为 2.5 m/s, 实现了冷原子的双向对抛. 数字频率综合器的稳定性和分辨率决定初速度大小的精确控制, 下面分别介绍频率综合器的特性和对冷原子初速度精确控制的实验研究结果.

3.1. DDS 测试结果

射频源性能可以从时域和频域两个方面标定, 频域分析是普遍采用的方法. 图 1 和图 2 是用 Agilent E4407B 测试频率综合器输出 80 MHz 射频信号时的频谱特性图. 其中图 1 显示的是从 0 到 150 MHz 的宽带的频率特性. 由图可见, 频谱比较纯净, 只有几个杂散频率, 杂散抑制在 -45 dBc 以下, 这些杂散频率对我们控制原子轨迹影响甚微. 频率综合器是基于相位截断原理而产生射频输出的, 出现杂散谱线是频率综合器固有的特性^[19, 20],

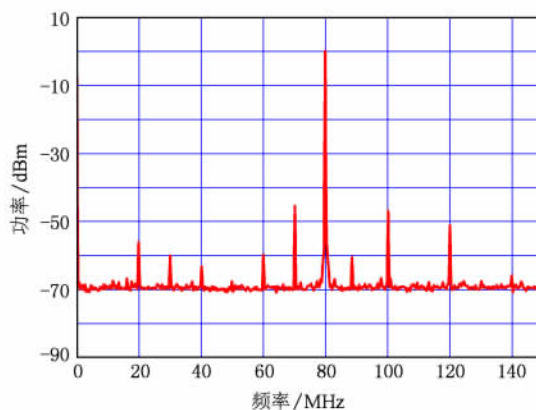


图 1 DDS 的宽带频谱特性

如果对杂散要求较高可以加滤波器滤除. 图 2 显示的是 79.7 MHz 到 80.3 MHz 的窄带频率特性图. 由图可见, 频谱带宽非常小, 噪声电平都在 -90 dBm 以下, 说明 DDS 输出的射频相位噪声特性优良. 综上所述, 我们设计的频率综合器输出的信号, 频谱特性非常优良, 对我们精确控制原子轨迹提供了有力保障. 我们将在 3.2 节介绍利用 DDS 射频电路对原子轨迹精确控制的实验研究.

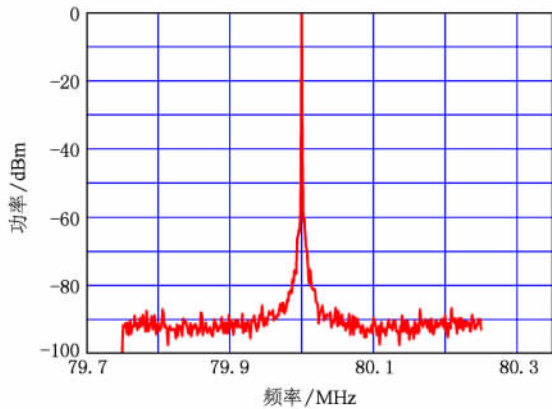


图 2 DDS 的窄带频谱特性

3.2. 原子速度与运行轨迹的精确控制

我们用 DDS 射频电路驱动 AOM 晶体来控制囚禁激光的相对频率失谐量, 通过精确调节 DDS 射频电路的频率进行控制冷原子的运动轨迹. 实验原理图如图 3 所示, 分别用 6 束正交的圆偏振激光将原子囚禁在左右两个磁光阱中, 采用移动光学黏胶技术将冷原子上抛, 采用平衡探测技术探测冷原子的荧光信号, 用快速响应探测器搜集冷原子的荧光信号.

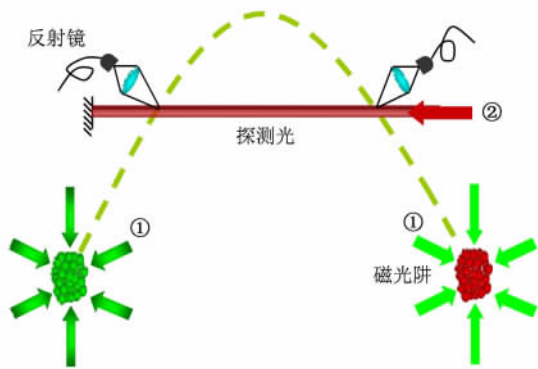


图 3 双向对抛式原子陀螺仪原理示意图

铷原子蒸汽经过热线圈加热后扩散到 MOT 的

真空腔(图 3 中①)中, 将冷却与囚禁激光器的频率锁定到 $5S_{1/2}, F=3 \rightarrow 5P_{3/2}, F'=2, 3, 4$ 跃迁的交叉峰上, 将回泵激光器的频率调谐到 $5S_{1/2}, F=2 \rightarrow 5P_{3/2}, F'=1, 2, 3$ 跃迁的共振峰上, 在左右两个磁光阱(magnetic optical trapping, MOT)中分别囚禁原子. 在 MOT 制备完毕后, 关掉磁场, 用数字频率综合器分别控制每个 MOT 的 6 束激光束中从上到下斜射的两束光的频率, 使其相对于原子的共振能级负失谐 2.236 MHz, 从下到上斜射的两束光的频率正失谐 2.236 MHz, 以补偿运动光学黏胶中由于速度引起的多普勒频移, 然后增加囚禁光的失谐量(负失谐)和强度, 对原子进行偏振梯度冷却, 进一步降低原子的温度, 原子在与水平方向成 76° , 初速度为 2.5 m/s, 进行抛物线运动. 在 MOT 真空腔的上方(图 3 中②), 各有一个探测腔, 用探测光照射原子, 同时用光电探测器搜集原子的荧光, 实验中原子的飞行时间信号(time of flight, TOF)如图 4, 图 5 所示. 图 4 是原子在上升过程中的 TOF 信号, 从图中可以看出, 两个 MOT 中的冷原子分别经过了 115.18 ms 和 115.42 ms 后到达各自的探测区.

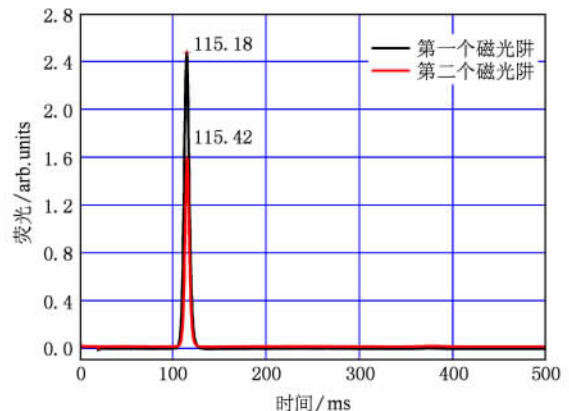


图 4 原子上抛 TOF 信号

图 4 中两个信号强度有差别, 一方面, 铷源离 MOT 真空腔不等距, 使扩散到腔中的铷原子密度不相等, 两个 MOT 冷却的原子数目不同; 另一方面, 探测光经过较长距离后, 作用在原子上单位面积的光强会减小. 将探测光在上抛时关断, 下落时打开, 可以观测到原子下落的 TOF 信号, 如图 5 所示. 通过测量飞行时间的方法来判断原子上抛的轨迹和速度特性, 原子在自由飞行中由于热运动会使原子团扩散, 表现在 TOF 信号上就是高斯半宽变宽, 通过一些近似, 我们可以计算得到我们冷却达到的温度. 从图 4, 图 5, 我们测得两个 MOT 分别经过

384.4 ms 和 381.43 ms 的自由飞行时间后的 TOF 信号的半宽分别为 14.88 ms 和 14.15 ms, 通过计算我们得到原子团的温度为 28.4 μ K 和 25.8 μ K.

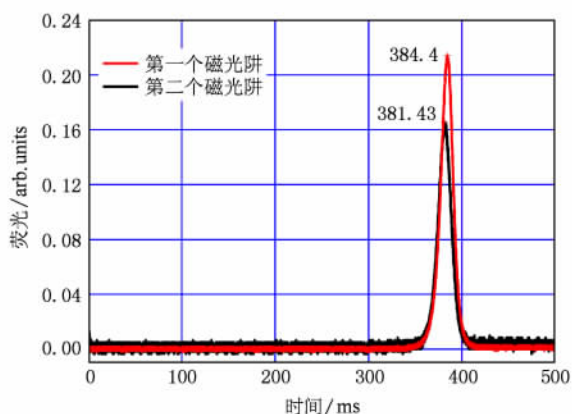


图 5 原子下落 TOF 信号

我们用光照射改变原子运动路径的方法来判断原子轨迹, 原子在上抛的过程中, 由于自身的热速度分布, 原子团会逐渐扩散变大, 当原子运动到抛物线轨迹的顶点时, 我们用一束直径 1 mm 的准直光束照射原子团, 由于原子有一定的速度分布, 激光与不同速度的原子相互作用, 当光打到原子团中心位置时, 与光相互作用的原子被抽运到另外一个基态, 就会在 TOF 信号上出现一个凹陷, 如图 6 所示. 原子上抛轨迹由原子初始位置和原子初速度共同决定, 在实验中, 原子的初始位置由偏置磁场和囚禁光方向共同决定, 在偏置磁场和囚禁光方向固定的情况下, 原子的轨迹就只由 DDS 通过控制原子上抛速度来决定.

图 6 为激光失谐频率调整后, 将直径为 1 mm 的光束照在预定轨迹顶点时得到的 TOF 信号, 从图中可以看到, 原子团的中心分别经过 382.76 ms 和 383.34 ms 后到达探测区, 其中一束原子团的中心经过预定轨迹, 左右两峰基本等大, 另一束原子团的轨迹稍有偏离, 造成该现象的主要原因是两个磁

光阱的位置不完全对称, 我们通过冷却光方向的调节可以使两束原子团调节到预期的位置.

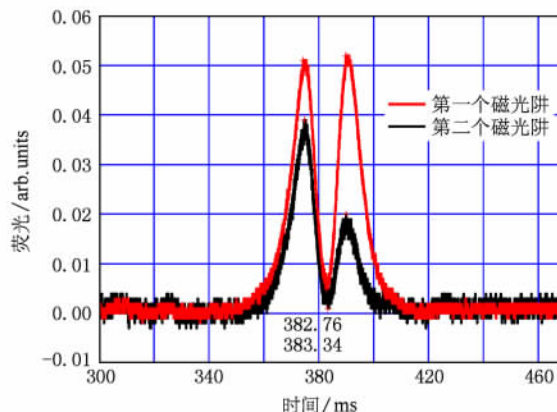


图 6 通过 TOF 信号判断原子轨迹

4. 结 论

在原子陀螺仪中, 转动效应引起的相移可以表示为 $\phi_{\Omega} = 2k_{\text{eff}} \cdot (\Omega \times v) T^2$, 其中 k_{eff} 为双光子波矢量, Ω 为转动角速度, T 为两个 Raman 光脉冲之间的时间间隔. v 为原子运动速度, 可以表示为 $v = \frac{\delta_{\text{angular}} \cos \alpha}{k \cos \theta}$, 其中 θ 为冷却光中失谐的光束与上抛方向的夹角(我们的实验为 110 构型, $\theta = 45^\circ$), k 为冷却光波矢, α 为上抛方向与水平方向夹角(本实验中为 $\alpha = 76^\circ$), δ_{angular} 为由 DDS 控制的频率失谐量, 在其他量不变时, $\phi_{\Omega} \propto \delta_{\text{angular}}$. 实验中测得 DDS 频率稳定度优于 1×10^{-6} , 当 $T = 20$ ms 时, 由此引起的相位稳定度为 1×10^{-7} , 这已满足原子陀螺仪精密测量转动的实验要求.

总之, 基于 DDS 技术自主研发出的频率综合器已成功应用于冷原子陀螺仪实验. 对冷原子的运动轨迹进行了很好的控制, 实现了冷原子的双向对抛, 为冷原子陀螺仪的实现奠定了基础.

[1] Li R B, Wang J, Zhan M S 2008 *Wuli (Physics)* **37** 652 (in Chinese) [李润兵、王 谨、詹明生 2008 物理 **37** 652]
 [2] Kasevich M A, Chu S 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 181
 [3] Peters A, Chung K Y, Chu S 1999 *Nature* **400** 894
 [4] McGuirk J M, Foster G T, Fixler J B, Snadden M J, Kasevich M A 2002 *Phys. Rev. A* **65** 033608
 [5] Ren L C, Zhou L, Li R B, Liu M, Wang J, Zhan M S 2009 *Acta*

Phys. Sin. **58** 8230 (in Chinese) [任利春、周 林、李润兵、刘 敏、王 谨、詹明生 2009 物理学报 **58** 8230]
 [6] Fixler J B, Foster G T, McGuirk J M, Kasevich M A 2007 *Science* **315** 5808
 [7] Bertoldi A, Lamporesi G, Cacciapuoti L, Angelis M D, Fattori M, Petelski T, Peters A, Prevedelli M, Stuhler J, Tino G M 2006 *Euro. Phys. J. D* **40** 271

- [8] Lamporesi G, Bertoldi A, Cacciapuoti L, Prevedelli M, Tino G M 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 050801
- [9] Müller H, Chiow S W, Herrmann S, Chu S 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 031101
- [10] Weiss D S, Young B C, Chu S 1994 *Appl. Phys. B* **59** 217
- [11] Gustavson T L, Landragin A, Kasevich M A 2000 *Class. Quantum Grav.* **17** 2385
- [12] Durfee D S, Shaham Y K, Kasevich M A 2007 *Phys. Rev. Lett.* **97** 240801
- [13] Canuel B, Leduc F, Holleville D, Gauguier A, Fils J, Virdis A, Clairon A, Dimarcq N, Bordé C J, Landragin A, Bouyer P 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 010402
- [14] Gauguier A, Canuel B, Leveque T, Chaibi W, Landragin A 2009 *Phys. Rev. A* **80** 063604
- [15] Zhu C X, Feng Y Y, Ye X Y, Zhou Z Y, Zhou Y J, Xue H B 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 808 (in Chinese) [朱常兴、冯焱颖、叶雄英、周兆英、周永佳、薛洪波 2008 物理学报 **57** 808]
- [16] Li T C, Li M S, Lin P W, Huang B Y, Qian J, Wang P, Gan Y Q, Xin M D, Zhao X H 2003 *Acta Metrologica Sin.* **24** 254 (in Chinese) [李天初、李明寿、林平卫、黄秉英、钱进、王平、干云清、辛明德、赵晓惠 2003 计量学报 **24** 254]
- [17] Li T C 2001 *Acta Metrologica Sin.* **22** 041 (in Chinese) [李天初 2001 计量学报 **22** 041]
- [18] Tierney J, Rader C M, Gold B 1971 *IEEE Trans. Audio and Electroacoustics* **19** 48
- [19] Kroupa V F 1990 *Proceedings of the 44th Annual Symposium on Frequency Control*, Baltimore, U. S. A, May 23—25, 1990 p498
- [20] Kroupa V F 1993 *Proceedings of the 1993 IEEE International Frequency Control Symposium (The 47th Annual Symposium)*, Salt Lake City, U. S. A June 2—4, 1993 p242

Control of atomic path in projectile cold atom gyroscope*

Xiong Zong-Yuan¹⁾²⁾³⁾ Yao Zhan-Wei¹⁾²⁾³⁾ Wang Ling¹⁾²⁾³⁾ Li Run-Bin¹⁾²⁾ Wang Jin¹⁾²⁾ Zhan Ming-Sheng^{1)2)†}

1) (State Key Laboratory of Magnetic Resonance and Atomic and Molecular Physics, Wuhan Institute of Physics and Mathematics, Chinese Academy of Sciences, Wuhan National Laboratory for Optoelectronics, Wuhan 430071, China)

2) (Center for Cold Atom Physics, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071, China)

3) (Graduate University, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

(Received 5 October 2010; revised manuscript received 16 January 2011)

Abstract

Cold atoms possess low velocity, narrow velocity distribution as well as good matter wave coherence, thus they have been used to achieve cold atom interferometers. The interferometers with Sagnac effect form atom gyroscopes which can measure rotation rate accurately. Here we report our recent progress in building a projectile cold atom gyroscope. We achieve the accurate control of the bidirectional projectile cold atom motion through the use of a homemade direct digital frequency synthesizer.

Keywords: cold atoms, atom gyroscope, direct digital frequency synthesizer

PACS: 32.30.-r, 33.15.-e, 33.15.Mt, 32.30.Bv

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10774160, 10827404), the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant Nos. 2005CB724505, 2010CB832805) and the Foundation of Wuhan National Laboratory for Optoelectronics, China (Grant No. 9080001).

† Corresponding author. E-mail: mszhan@wipm.ac.cn