文章编号:1001-893X(2012)07-1216-06

干涉型原子陀螺仪研究进展与应用*

李 俊,雷 兴,李 攀,刘元正,韩宗虎

(中航工业西安飞行自动控制研究所,西安 710065)

摘 要:介绍了原子干涉仪的基本原理和目前国内外干涉型原子陀螺仪的实现方案以及研究现状, 包括三脉冲陀螺仪、四脉冲陀螺仪和原子芯片陀螺仪。基于高精度测量特性,概述了原子陀螺仪在 惯性导航、广义相对论检测以及地球物理学中的应用。

关键词:惯性导航;原子干涉仪;原子陀螺仪;原子芯片

中图分类号:U666.1 文献标志码:A doi:10.3969/j.issn.1001-893x.2012.07.035

Research Progress and Application of Interferometric Atom Gyroscope

LI Jun, LEI Xing, LI Pan, LIU Yuan-zheng, HAN Zong-hu

(AVIC Xi'an Flight Automatic Control Research Institute, Xi'an 710065, China)

Abstract: The basic principle of atom interferometer and development in the field of atom gyroscope are introduced, including three – pulse gyroscope, four – pulse gyroscope and atom chip gyroscope. Based on the excellent sensitivity, the application of cold atom gyroscope in inertial navigation, tests of general relativity and geophysics are described.

Key words: inertial navigation; atom interferometer; atom gyroscope; atom chip

1 引 言

自 1910 年首次用于船载的指北陀螺罗经以来, 陀螺仪已有 100 多年的发展史。随着技术的发展, 结合不同物理效应的应用,相继出现了多种不同结 构的陀螺仪。从理论上可以划分为两大类:一是以 经典力学为基础的陀螺仪,包括各类机械陀螺仪;二 是以现代物理学为基础的陀螺仪,包括光学陀螺仪。 近 20 年来,随着原子光学实验技术的进步,特别是 激光冷却和操控原子技术的发展,出现了一种新的 物质波陀螺仪——原子陀螺仪。

原子陀螺仪的核心是基于物质波动特性而实现 干涉效应的原子干涉仪。由于原子具有短波长、高 频率的特点,使得原子陀螺仪能够获得极高的测量 精度和灵敏度,因此原子陀螺仪具有极大的技术潜 力^[1]。在美国、欧洲航天局以及德国等国家制定研 究计划大力发展原子陀螺技术的大环境下,从 1991 年首次在原子干涉仪中观察到惯性效应^[2-4],到 2000年由 Stanford 和 Yale 大学联合实现第一台实验 室陀螺仪^[5],原子陀螺仪实现了快速的发展,到目前 国际上在热原子陀螺仪中测量转动灵敏度达到了 6 ×10⁻¹⁰ rad/s^[5-6],冷原子陀螺仪的转动灵敏度为 1.4×10⁻⁷ rad/s^[7-8]。由于冷原子干涉仪相对于热 原子在构建小型化和系统集成化陀螺仪中的优势, 目前已经成为原子陀螺仪工程化应用研究的主要方 向。本文在分析冷原子陀螺仪基本原理的基础上, 总结了国内外的发展现状以及在基础科学研究和国 防领域中的应用。

2 原子干涉仪基本原理

原子干涉仪作为原子陀螺仪的主要部件,对陀

· 1216 ·

^{*} 收稿日期:2012-01-04;修回日期:2012-03-13

螺仪系统的灵敏度起着决定性作用。下面首先来简 单介绍其基本原理。

干涉现象源于在观察点上性质相同的两列波叠 加时的相位关系,取决于两者的差。原子干涉现象 就决定于原子物质波的相位。对于沿 *x* 方向传播 的原子相位 *e* 可以写成^[9]

$$\phi = \frac{1}{h} \int \boldsymbol{p} \cdot \boldsymbol{e}_x \mathrm{d}x - H \mathrm{d}t \tag{1}$$

式中,**p**·**e**_x 为动量在 x 方向的分量, H 为哈密顿量。 从上式中可以看出,物质波的相位既反映了原子外 部运动,也描述了内部状态。所以造成原子干涉的 相位差既可以是原子位置的变化,也可以是内部状 态的改变,或者是两者的混合信息。根据引起相位 差来源的不同,可以分为外态和内态两种干涉。目 前,原子干涉仪通常采用内态和外态干涉相结合的 方法,利用激光改变原子内部能态实现分束,同时原 子与光子相互作用过程中获得反冲动量改变运动轨 迹实现空间轨迹分离。

在外场作用下,我们可以通过简化二能级系统 薛定谔方程(Schrödinger Equation)得到原子从基态到 激发态的跃迁概率。辐射场 $E = E_0 \cos(\omega t + \phi)$,在 电场作用下二能级原子的哈密顿量为

 $H = \bar{h}\omega_e | e \rangle \langle e | + \bar{h}\omega_g | g \rangle \langle g | - d \cdot E$ 利用坐标变换以及旋转波近似^[10]解其时变薛定谔 方程,可以得到基态以及激发态的跃迁振幅随时间 的变化情况:

$$c_{e}(t_{0} + \tau) = e^{-i\delta\tau/2}c_{e}(t_{0}) \cdot \left[\cos\left(\frac{\Omega_{r}\tau}{2}\right) - i\cos\theta\sin\left(\frac{\Omega_{r}\tau}{2}\right)\right] + e^{-i\delta\tau/2}c_{g}(t_{0})e^{-i(\delta t_{0} + \varphi)} \cdot \left[-i\sin\theta\sin\left(\frac{\Omega_{r}\tau}{2}\right)\right]$$
(2)
$$c_{g}(t_{0} + \tau) = e^{-i\delta\tau/2}c_{e}(t_{0})e^{-i(\delta t_{0} + \varphi)} \cdot$$

$$\left[-i\sin\theta\sin\left(\frac{\Omega_{r}\tau}{2}\right)\right] + e^{-i\delta\tau/2}c_{g}(t_{0})\cdot\left[\cos\left(\frac{\Omega_{r}\tau}{2}\right) + i\cos\theta\sin\left(\frac{\Omega_{r}\tau}{2}\right)\right]$$
(3)

其中,失谐量 $\delta = \omega - \omega_{eg}$,有效拉比频率 $\Omega_r = \sqrt{|\Omega_{eg}|^2 + \delta^2}$,sin $\theta = \Omega_{eg}/\Omega_r$,cos $\theta = -\delta/\Omega_r$ 。当共振光作用($\delta = 0$)时,获得跃迁概率为

$$P_e(\tau) = \frac{1}{2} \left[1 - \cos(\Omega_{eg} \tau) \right]$$

其中共振辐射场持续作用时间 τ 满足 $\Omega_{eg}\tau = \pi$ 时,

原子跃迁概率为100%,实现能态转移,此时定义为 π跃迁。同样方法定义 π/2 跃迁,在该外场脉冲作 用下,原子能态跃迁概率为50%,实现原子基态和 激发态的等概率分布。

利用两束不同光学频率的拉曼脉冲将基态的两 个超精细能级(1g〉和1e〉)耦合,能获得较大的反冲 动量从而实现提高空间相位分辨率。所以在原子干 涉仪实验中,通常利用双光子受激拉曼跃迁的方法 对原子波包实现操控。下面就 π/2 - π - π/2 脉冲序 列构型(如图 1)为例来介绍原子干涉仪。



Fig.1 Interferometer configuration

初始为 $|g\rangle$ 态的原子受到 $\pi/2$ 拉曼脉冲的作 用,有一半的几率跃迁到 $|e\rangle$ 态,同时由于反冲动量 作用实现原子波束空间的分离。在 π 拉曼脉冲作用 下,原子能态发生反转($|g\rangle \rightarrow |e\rangle$, $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$),两路 原子的动量也随之发生变化,实现反射操作,对原子 束传输方向进行重定位,最后在 $\pi/2$ 拉曼脉冲作用 下进行合束,实现物质波的干涉。

结合微扰理论和路径积分近似可以将原子干涉 仪中两路的相位差表示为

$$\Delta \phi = \frac{1}{h} \oint \Delta L \mathrm{d}t$$

其中, ΔL 为拉格朗日的微扰量。在惯性坐标系(r') 中通过算符方程: $\frac{dr'}{dt} = \frac{dr}{dt} + \Omega \times r$ 可以获得r的变 化率,表示粒子在旋转坐标系中的位置信息。粒子 的加速度可以表示为

$$\frac{\boldsymbol{F}}{m} = \frac{\mathrm{d}^2 \boldsymbol{r}'}{\mathrm{d}t^2} = \frac{\mathrm{d}^2 \boldsymbol{r}}{\mathrm{d}t^2} + 2\boldsymbol{\Omega} \times \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{r}}{\mathrm{d}t} + \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{\Omega}}{\mathrm{d}t} \times \boldsymbol{r} + \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{r})$$
(4)

其中,F为惯性坐标系中粒子所受的外部力。

惯性坐标系中自由粒子的拉格朗日量可以表示 为 $L' = \frac{1}{2} m w'^2$,对于转动坐标系中,结合 Coriolis 项 的拉格朗日量为

$$L = \frac{1}{2}m(\mathbf{v} + \mathbf{\Omega} \times \mathbf{r})^2 =$$
$$\frac{1}{2}mv^2 + m\mathbf{\Omega} \cdot (\mathbf{r} \times \mathbf{v}) + O(\Omega^2)$$
$$\cdot 1217 \cdot$$

电讯技术

$$\Delta \phi = \frac{1}{\bar{h}} \oint m \boldsymbol{\Omega} (\boldsymbol{r} \times \boldsymbol{v}) dt = \frac{m \boldsymbol{\Omega}}{\bar{h}} \cdot \oint \boldsymbol{r} \times dt$$

若干涉仪闭合区域面积为A,则该干涉仪的相 位移为

$$\Delta \phi_{\Omega} = \frac{2m}{h} \boldsymbol{\Omega} \cdot \boldsymbol{A}$$

式中, m 为原子的质量。从相位移公式可以看出, 相比于光学 Sagnac 效应干涉仪,原子干涉仪 Sagnac 相位移会提高10个数量级,这也是原子陀螺仪有希 望挑战目前惯性测量的极限,成为精度更高的惯性 测量器件的原因。

原子陀螺仪的类型及发展情况 3

3.1 三拉曼脉冲陀螺仪: $\pi/2 - \pi - \pi/2$

Kasevich 等人在朱棣文小组提出原子光学干涉 仪原理的基础上,采用相向传播的两束热原子同时 进行旋转角速度测量,于2000年搭建了第一台实验 室原子陀螺仪^[5]。该陀螺仪主要实验设备示意图如 图2所示。





相向传输的铯原子束在一个超真空环境中通过 二维磁光阱横向冷却和光泵浦选态后,进入干涉仪 区域经过三对受激拉曼跃迁激光完成原子束的分 离、重定向以及合束的过程,实现原子干涉效应。包 含转速的相位移信息通过对出射原子束在探测光照 射下的荧光信号的探测而获得,完成陀螺仪惯性参 数的测量。陀螺仪系统中采用了噪声共模抑制和电 子补偿由旋转引起的拉曼光 Doppler 频移的方法,使 得该实验室陀螺仪对转速的短时灵敏度提高到6× 10^{-10} rad·s⁻¹·Hz^{-1/2},是目前报道的原子干涉仪最 高精度。并在 2006 年实现对陀螺仪的长时稳定性 进行了完善,实现陀螺仪零偏稳定性达到为(7× 10⁻⁵)°/h,刻度系数稳定性小于5 PPM,随机游走误 差为 (3×10^{-6}) °/h^{1/2[6]}。结合冷原子速度的精确可

控性,在陀螺系统集成和小型化方面有着明显的优 势,法国巴黎天文台 LNE - SYRTE 实验室在 2003 年 利用¹³³Cs 原子的运动黏闭完成原子干涉仪,实现冷 原子陀螺仪的搭建,只是在当时对转速的灵敏度只 有 2.5 × 10⁻⁶ rad·s⁻¹·Hz^{-1/2[11]}。两个组搭建的陀 螺仪由于原子源处理有所不同,使得结构会有差异, 但是其核心部分的原子干涉仪类型是相同的——利 用 π/2 - π - π/2 三東拉曼激光来实现对原子的操 作,形成类似于图3(图中实线虚线分别代表原子不 同态的运动轨迹)所示的闭合环路。



图 3 π/2-π-π/2型陀螺中干涉仪原子运动轨迹示意图 Fig. 3 Schematic of $\pi/2 - \pi - \pi/2$ atom interferometer

为有效利用真空腔,原子在底部收集选态,两个 源相对地向斜上方发射原子,在三束水平传输的拉 曼脉冲作用下,构成一个类似于数字"8"的抛物线运 动轨迹,实现原子干涉仪。每个拉曼脉冲之间的时 间间隔为T,存在重力加速度和转动时,该原子干涉 仪的相位移可以表示为

 $\Delta \phi_{\text{total}} = \phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3 =$ $\boldsymbol{k}_{\text{eff}} \cdot \boldsymbol{g} T^2 + \frac{2m}{h} \boldsymbol{\Omega} \cdot \boldsymbol{A} - \boldsymbol{k}_{\text{eff}} \cdot (\boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{g}) T^3 + \Delta \phi^0$ (5)

其中, $\Delta \phi^0 = \phi_1^0 - 2 \phi_2^0 + \phi_{3\circ}^0$

建立在以上两个组搭建的原子陀螺仪基础上, 德国汉诺威大学量子光学研究所 Ertmer 等人^[12]利 用激光冷却铷原子构造了一个紧凑型双原子干涉仪 陀螺仪。一方面,采用冷原子束,减小原子束的速率 分布,精确控制原子发射的各项参数,形成清晰的闭 合干涉区域;另一方面,他们提高了陀螺仪冷原子源 系统的原子通量,实现三维磁光阱加载原子通量超 过 5×10^9 atom/s,接近于热原子通量。在干涉仪区 域内通过三束拉曼激光(π/2-π-π/2组合)实现对 原子的操控,形成 Mach - Zehnder 型干涉仪。该陀 螺仪主要设备集成在总长度只有90 cm的面板上(如 图4所示),在很大程度上缩小体积,实现了紧凑型 陀螺仪的搭建。采用窄线宽的激光系统,可以降低

· 1218 ·

原子的温度以及探测噪音;通过对进入拉曼作用区域的冷原子束进行速度筛选,提高干涉仪的对比度。 综合以上改进因素,结合原子束的空间分离获得的 更长干涉基线,该紧凑型陀螺仪可以实现 nrad.s⁻¹.Hz^{-1/2}量级的转动测量精度。



图 4 德国汉诺威紧凑型陀螺中干涉仪示意图 Fig.4 Schematic of compact atom gyro from Hannover

3.2 四拉曼脉冲陀螺仪:π/2-π-π-π/2

陀螺仪中原子干涉仪还有另外一种拉曼光束操 控构型——π/2-π-π/2脉冲组合,干涉仪中原 子运动轨迹如图 5 所示。



图 5 $\pi/2 - \pi - \pi - \pi/2$ 组合原子轨迹 Fig.5 $\pi/2 - \pi - \pi - \pi/2$ atom interferometer

各拉曼光束之间的时间间隔为 *T* – 2*T* – *T*,原 子陀螺仪由于惯性效应产生的干涉仪相位移为

$$\Delta \boldsymbol{\phi} = \boldsymbol{\phi}_1 - \boldsymbol{\phi}_2 - \boldsymbol{\phi}_3 + \boldsymbol{\phi}_4 = \frac{2m}{I} \boldsymbol{\Omega} \cdot \boldsymbol{A} + 2\boldsymbol{k}_{\text{eff}} \cdot (\boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{g}) T^3 + \Delta \boldsymbol{\phi}^0 \qquad (6)$$

最先利用 $\pi/2 - \pi - \pi - \pi/2$ 拉曼光束结构搭建 陀螺仪实现转速测量的是法国 LNE – SYRTE 实验 室^[7]。引入四脉冲拉曼光束对冷却的铯原子实行相 干操作,构成蝶型原子运动轨迹,利用单个陀螺仪实 现全惯性参数的测量。该陀螺仪对加速度的灵敏度 为 5.5×10⁻⁷ m·s⁻²·Hz^{-1/2},对转速测量的灵敏度接 近10⁻⁸ rad/s^[8]。随后,美国 Kasevich 小组利用四脉 冲拉曼光束对超冷铯原子进行相干操作的技术,结 合小型激光系统和真空系统,实现了集成小型化多 功能原子陀螺系统,其外部形貌如图 6 所示。利用 该可移动式陀螺仪可以完成全惯性参数的测量,且 转速灵敏度为 4 × 10⁻⁸ rad/s。



图 6 可移动式陀螺仪外形图 Fig.6 A portable atom gyro

原子陀螺的灵敏度与干涉仪闭合空间时间区域 面积成正比,但是双光子拉曼跃迁操作过程只对原 子提供2个光子反冲动量的分离($\bar{h}k$)。为了实现高 灵敏度陀螺仪,可以通过转移更多光子反冲动量的 分离来增大干涉仪面积。增大干涉仪面积已经通过 时序双光子拉曼跃迁[13]、单一的多光子布拉格衍 射^[14]等多种方法实现。由于各种因素影响,使得面 积的增加量是有限的,所以需要获得更大的分离量 还需要新的途径。基于多束拉曼光操控原子的原 理, Kasevich 小组实现了原子反冲动量为 102h 的分 离^[15]。在 Mach - Zehnder 干涉仪中,初始分离序列 将玻色 – 爱因斯坦凝聚态原子束分离为两个不同动 量的波包,反射脉冲组合实现重定向,最后一脉冲组 合进行合束操作,完成干涉仪原子操作。每个脉冲 组合均由一系列多光子布拉格脉冲组成,且干涉仪 脉冲序列中第一个和最后一个为π/2脉冲,其余均为 π 脉冲。n 阶多光子布拉格脉冲组合可以理解为 2n 光子过程实现了两个分离为 2nhk 动量态的耦 合,产生了一个等效的二能级系统。实验中原子动 量的分离量还可以随着波前质量、原子源和脉冲效 率的提高而增大,扩大干涉仪闭合区域面积,实现陀 螺仪灵敏度的提高。

3.3 原子芯片陀螺仪

为实现陀螺仪小型化和集成化的同时延长原子 相互作用时间提高信噪比,近些年也提出了利用玻 色 - 爱因斯坦凝聚态(BEC)原子在原子芯片上实现 原子干涉仪,搭建原子陀螺仪。在 2004 年, Colorado 大学利用 BEC 原子在原子芯片上实现了迈克尔逊 干涉仪实验^[16],并完成原子芯片陀螺仪各个部件的 初步设计和实验(包括原子芯片的设计和实验),如 图 7 所示。随着激光器小型化、电源和控制系统^[17] 的快速发展,在不久的将来必定会实现高精度小型 化 BEC 陀螺仪。



图 7 原子陀螺芯片两面的构造 Fig.7 Photographs of both sides of the gyro chip

4 原子陀螺仪应用

惯性传感器是导航定位、测姿、定向和运动载体 控制的重要部件,由于具有完全自主、不受任何干 扰、隐蔽性强、输出信息量大、输出信息实时性强等 优点,使其在军事、商业相关领域得到了广泛的应 用。惯性导航系统的定位误差随时间存在一个积累 过程,长时间工作会导致导航误差随之变大,所以为 满足长航时、远距离精确导航与制导的要求,目前的 导航系统都是通过组合导航技术,即 GPS 系统结合 惯性导航系统实现。随着高精度原子陀螺仪的发展 及工程化应用,惯性导航系统能够脱离 GPS 系统而 独立使用,真正意义上实现自主惯性导航,这在航海

原子陀螺仪作为高精度测量工具还可用以广义 相对论的验证。相对论的验证就是对广义相对论的 重要预言量进行检测验证:时间和空间因地球等大 质量物体的存在而出现的弯曲,即测地线效应 (Geodetic Effect)以及大质量物体的旋转拖动周围时 空结构发生的扭曲,也就是参考系拖拽效应(Lense - Thirring Effect)。通过将高精度陀螺仪发送到 640 km的极地轨道上,实现所处时空造成的弯曲和 扭曲量的测量^[18]。基于高精度探测特性,原子陀螺 仪还可以应用到等效原理^[19]、引力波^[20]、精细结构 常数^[21]和牛顿常数 G^[22]的测量。当然,高精度陀螺 仪的发展和应用还可以推动地球物理学,尤其是地 震学、测地学以及地壳构造物理学等领域的发展。

5 国内现状和展望

在国内,许多高校和研究院所也已积极地投身到

原子惯性器件的研究开发中。在冷原子干涉仪陀螺 研究中,武汉物数所处于领先地位,该所研究人员在 原子干涉仪中利用拉曼相干操作冷原子获得了 37% 的条纹对比度,并完成冷原子陀螺仪的初步搭建^[23]。 对于玻色 – 爱因斯坦凝聚态原子芯片的研究,中科院 上海光机所于 2006 年就已实现芯片上冷原子的俘 获^[24],并在 U 型阱完成超冷原子团的导引和分束^[25], 为原子芯片的惯性器件应用打下了基础。

综上所述,为实现较大闭合面积的高精度小型 化低功耗陀螺仪,理想方案是利用原子芯片实现原 子陀螺仪的搭建。当然,原子芯片陀螺仪还存在一 些待解决的问题,比如 BEC 原子制备时间过长(目 前最短需要 3~4 s左右的时间,且制备的 BEC 为脉 冲束)^[26]、芯片表面原子寿命短、干涉仪条纹对比度 较低、分束合束原子操控过程中非转动效应引起相 位移等。只有逐步解决了现存的问题,完善其环境 适应性,才能尽快实现工程化应用,推动基础科研和 国防建设的发展。

参考文献:

- Gustavson T L, Bouyer P, Kasevich M A. Precision Rotation Measurements with an Atom Interferometer Gyroscope [J]. Physical Review Letters, 1997, 78(11): 2046 – 2049.
- [2] Keith D W, Ekstrom C R, Turchette Q A, et al. An interferometer for atoms[J]. Physical Review Letters, 1991,66(21): 2693 - 2696.
- [3] Riehle F, Kisters T, Witte A, et al. Optical Ramsey spectroscopy in a rotating frame:Sagnac effect in a matter – wave interferometer
 [J]. Physical Review Letters, 1991,67(2):177 – 180.
- [4] Kasevich M, Chu S. Atomic interferometery using stimulated Raman transitions[J]. Physical Review Letters, 1991, 67(2): 181 – 184.
- [5] Gustavson T L, Landragin A, Kasevich M. Rotation sensing with a dual atom – interferometer Sagnac gyroscope[J]. Classical Quantum Gravity, 2000, 17(12):2385 – 2398.
- [6] Derfee D S, Shaham Y K, Kasevich M A. Long term stability of an area – reversible atom – interferometer Sagnac gyroscope [J]. Physical Review Letters, 2006, 97(24):801 – 805.
- [7] Canuel B, Leduc F, Holleville D, et al. Six axis inertial sensor using cold – atom interferometry[J]. Physical Review Letters, 2006, 97(1):402 – 406.
- [8] Gauguet A, Canuel B, Levequel T, et al. Characterization and limits of a cold – atom Sagnac interferometer[J]. Physical Review A, 2009, 80(6): 3604 – 3616.
- [9] Schmiedmayer J, Chapman M S, Ekstrom C R, et al. Atom interferometry[M]. San Diego: Academic Press, 1997.
- [10] Young B, Kasevich M, Chu S. Atom Interferometry [M]. San Diego, CA: Academic Presss, 1997: 363 – 406.

· 1220 ·

第7期

- [11] Leduc F, Holleville D, Fils J, et al. Cold atom gyroscope for precision measurement[C]//Proceedings of the XVI International Conference on Laser Spectroscopy. Palm Cove, Far North Queensland, Australia: IEEE, 2003:68 – 70.
- [12] Müller T, Gilowski M, Zaiser M, et al. A compact dual atom interferometer gyroscope based on laser – cooled rubidium[J]. European Physical Journal D,2009,53(3):273 – 281.
- [13] McGuirk J M, Snadden M J, Kasevich M A. Large Area Light – Pulse Atom Interferometry[J]. Physical Review Letters, 2000, 85(21): 4498 – 4501.
- [14] Müller H, Chiow S W, Long Q, et al. Atom Interferometry with up to 24 – Photon – Momentum – Transfer Beam Splitters [J]. Physical Review Letters, 2008, 100(18):180405.
- [15] Chiow S W, Kovachy T, Chien H C, et al. Kasevich. 102hk Large Area Atom Interferometers [J]. Physical Review Letters, 2011, 107(13): 130403.
- [16] Wang Y J, Anderson D Z, Bright V M, et al. Atom Michelson Interferometer on a Chip Using a Bose – Einstein Condensate[J]. Physical Review Letters, 2005, 94(9): 090405.
- [17] Farkas D M, Hudek K M, Salim E A, et al. A compact, transportable, microchip – based system for high repetition rate production of Bose – Einstein[J]. Applied Physics Letters, 2010, 96(9):093102.
- [18] Hogan J M, Johnson D M S, Dickerson S, et al. An atomic gravitational wave interferometric sensor in low earth orbit (AGIS - LEO)[J]. General Relativity Gravitation, 2011, 43(7):1953 - 2009.
- [19] Dimopoulos S, Graham P, Hogan J, et al. Testing general relativity with atom interferometry[J]. Physical Review Letters, 2007, 98(11):111102.
- [20] Jentsch C, Muller T, Rasel E M, et al. Hyper: A satelliete mission in fundamental physics based on high precision atom interferometry[J]. General Relativity Gravitation, 2004, 36 (10):2197 - 2221.
- [21] Clade P, de Mirandes E, Cadoret M, et al. Determination of the fine structure constant based on Bloch oscillations of ultracold atoms in a vertical optical lattice[J]. Physical Review Letters, 2006, 96(3): 033001.
- [22] Mohr P J, Taylor B N. CODATA recommended values of the fundamental physical constants [J]. Review of Modern Physics, 2005, 77(1):1 - 107.
- [23] 李润兵,王谨,詹明生.新一代惯性导航技术:冷原子 陀螺仪[J].全球定位系统,2010(4):1-5.
 LI Run bing, WANG Jin, ZHAN Ming sheng. New Generation Inertial Navigation Technology: Cold Atom Gyroscope[J].

Global Positioning System, 2010(4):1-5. (in Chinese)

- [24] Li X L, Ke M, Tang J Y, et al. Trapping of Neutral⁸⁷ Rb Atoms on an Atomchip[J]. Chinese Physics Letters, 2005, 22(10):2526-2529.
- [25] Ke M, Yan B, Li X L, et al. Guiding Neutral Atoms with Two Current – Carrying Wires and a Vertical Bias Field on the Atom Chip[J]. Chinese Physics Letters, 2008, 25(3): 907 – 910.
- [26] Salim E A, DeNatale J, Farkas D M, et al. Compact, microchip – based systems for practical applications of ultracold atoms[J]. Quantum Information Processing, 2011, 10(6): 975 – 994.

作者简介:

李 俊(1982—),男,四川内江人,2011年于南开大学获 博士学位,现为工程师,主要从事原子光学方面的研究工作;

LI Jun was born in Neijiang, Sichuan Province, in 1982. He received the Ph. D. degree from Nankai University in 2011. He is now an engineer. His research concerns atom optics.

Email:ljben@126.com

雷 兴(1987—),男,陕西黄陵人,2011 年于北京大学获 硕士学位,现为助理工程师,主要从事量子光学方面的研究 工作;

LEI Xing was born in Huangling, Shaanxi Province, in 1987. He received the M. S. degree from Peking University in 2011. He is now an assistant engineer. His research concerns quantum optics.

李 攀(1983一),男,陕西西安人,2004年于中国科技大学 获学士学位,现为工程师,主要从事量子传感器方面的研究;

LI Pan was born in Xi'an, Shaanxi Province, in 1983. He received the B.S. degree from University of Science and Technology of China in 2004. He is now an engineer. His research concerns quantum sensor.

刘元正(1975一),男,山东莱阳人,2001年于西北工业大 学获硕士学位,现为高级工程师,主要从事量子传感器方面 的研究;

LIU Yuan – zheng was born in Laiyang, Shandong Province, in 1975. He received the M.S. degree from Northwestern Polytechnical University in 2001. He is now a senior engineer. His research concerns quantum sensor.

韩宗虎(1961一),男,陕西宝鸡人,2006年于清华大学获 博士学位,现为研究员,主要从事光学传感器方面的研究。

HAN Zong – hu was born in Baoji, Shaanxi Province, in 1961. He received the Ph. D. degree from Tsinghua University in 2006. He is now a senior engineer of professor. His research concerns optical sensor.