

冷原子干涉仪及空间应用*

李润兵^{1,2,3} 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 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 100190)

摘 要 原子干涉仪是利用原子物质波的特性而实现的干涉仪,冷原子具有很小的速度和速度分布以及良好的相干性,因而冷原子干涉仪具有很高的灵敏度.文章介绍了原子干涉仪的基本物理原理、国内外研究进展、原子干涉仪实现方案及其在精密测量和空间科学领域中的应用.

关键词 冷原子,原子干涉仪,惯性测量

Cold atom interferometers and their applications in space

LI Run-Bing^{1,2,3} WANG Jin^{1,2} 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 430071, China)

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

(3 Graduate School of the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

Abstract Atom interferometers are based on the matter wave feature of atoms. Cold atoms have low velocity, small velocity distribution and good coherence, thus cold atom interferometers display excellent sensitivity. In this paper, we describe the basic principle, recent progress, realization schemes and space applications of cold atom interferometers.

Keywords cold atom, atom interferometers, gravity measurement

1 引言

波的干涉是自然界的本质特性.光是一种电磁波,光的干涉现象早已被人认识.根据量子理论,任何微观粒子(如电子、中子、原子、分子)都具有波粒二象性,微观粒子的波动性(称为物质波或德布罗意波)由波函数描述,服从薛定谔方程.物质波同样满足线性叠加原理,具有相干性.自从1991年实现了脉冲式原子干涉仪以来^[1],原子干涉仪在精密测量领域得到了广泛的应用,典型的应用有重力加速度测量和重力梯度测量^[2,3],旋转速率测量和地球自转速率的测量^[4,5,6],牛顿引力常数的测量^[7-10]以及精细结构常数的测量^[11]等.利用原子干涉仪验证等效性原理^[12,13]以及原子干涉仪在空间应用已经引起关注^[14,15].

原子干涉仪基于物质的波动特性,实质是对原

子波包的相干操作.将原子波包相干地分束和合束后形成两个或者多个路径,观察这些不可区分路径即产生干涉条纹.操作原子波包的方式有激光驻波形成的衍射光栅结构^[16]和受激拉曼光相干分束原子等.由于原子物质波具有与光波不同的内禀特性,基于原子干涉的原子陀螺仪和原子加速度计,可达到的灵敏度远高于激光陀螺仪或激光加速度计.理论上分别求解光波波动方程和物质波的薛定谔方程,可得到同等环路面积条件下,原子陀螺仪与光学陀螺仪灵敏度的比值为

$$R_{\text{gyro}} = \frac{mc^2}{h\nu} = \frac{\lambda}{\lambda_{\text{deB}}} \frac{c}{v}, \quad (1)$$

* 国家重点基础研究发展规划(批准号:2005CB724505, 2006CB921203)、国家自然科学基金(批准号:10774160)资助项目

2008-07-28 收到

† 通讯联系人. Email: mszhan@wipm.ac.cn

其中 c 为真空中光速, λ 是光波波长, ν 是光频率, v 为原子的运动速度, m 是原子的质量, $\lambda_{\text{deB}} = h/mv$ 是原子的德布罗意波长. 因为 $\lambda_{\text{deB}} \ll \lambda$, 且 $v \ll c$, 故在典型条件下 $R_{\text{gyro}} \sim 10^{10}$, 即原子陀螺仪的内禀灵敏度可比同面积的激光陀螺仪高 10 个量级. 这是由于物质波波长远小于可见光的波长, 所以与激光干涉仪相比, 原子干涉仪对更小的变化更灵敏; 又由于原子的运动速度远慢于光速, 因此在原子陀螺仪中, 原子飞越相同的干涉路程时将经历更长时间的转动, 从而产生更大的条纹移动. 类似的分析发现, 原子加速度计的内禀灵敏度与光学的比值为

$$R_{\text{accel}} = \frac{2mc^2}{h\nu} \frac{c}{v} = 2 \frac{\lambda}{\lambda_{\text{deB}}} \left(\frac{c}{v} \right)^2. \quad (2)$$

在典型条件下, 该比值达 10^{17} .

原子干涉的历史要追溯到 20 世纪初期, 1924 年, Hanle 在原子蒸汽中研究了持续几十个纳秒的原子相干叠加态^[17]. 随着原子束技术的发展, Stern - Gerlach 磁场被用来选择和保存原子在特定的量子态中, 1938 年, Rabi 采用射频共振技术实现了原子内部量子态的改变^[18]. 1949 年, Ramsey 实现了较长时间原子内部量子态的相干叠加, 用分离振荡场技术实现原子内部量子态的相干操作, 为实际应用带来重大变化^[19], 典型应用有原子频率标准, 核磁共振波谱和量子信息等. 随着冷原子技术的发展, 采用冷原子的原子干涉仪得到了迅速发展, 1991 年, 朱棣文用受激拉曼脉冲序列对冷原子内部量子态操作, 使原子波包相干分束、反射和合束, 原子外部量子态在波包自由演化后通过原子内部量子态进行测量, 实现了受激拉曼跃迁式原子干涉仪; 1997 年, 朱棣文又用原子陀螺仪实现了转动的精密测量, 精度达到 $10^{-8} (\text{rad/s}) / \sqrt{\text{Hz}}$. 法国巴黎大学实现了冷原子自旋 - 极化干涉仪. 美国耶鲁大学继 2000 年实现了大面积光 - 脉冲原子干涉仪之后, 又于 2002 年利用原子干涉仪实现了灵敏的重力梯度仪, 灵敏度达 $10^{-9} g / \sqrt{\text{Hz}}$.

目前国际上灵敏度最高的原子干涉陀螺仪用热原子束实现^[4, 6]. 热原子束的优点是原子数多, 可以获得更高的信噪比. 从提高灵敏度来讲, 得到更大的干涉环路面积需要增加长度或者降低原子速度, 热原子束速度很大, 通常为每秒几百米, 冷原子的速度可以精确地控制在每秒几米左右, 在系统集成和小型化方面有着明显优势. 冷原子陀螺仪通常采用双环路原子干涉仪的构型实现^[5], 其优点在于可将系统小型化, 同时可以抑制共模噪声和方便提取旋转

相移. 重力加速度引起的相移为 $\Delta\phi = \frac{1}{2} (k_{\text{eff}} \times g) \cdot T^2$, T 是拉曼脉冲时间间隔, 可以通过降低原子速度来增加相移, 因此, 冷原子在测量重力加速度方面比热原子具有明显的优势.

2 原子干涉仪的原理

光或原子的波动与干涉可由图 1 所示的著名的杨氏双狭缝实验来演示. 这也是原子干涉仪的基本原理, 即不可区分的两条路径的几率振幅叠加的结果将产生干涉.

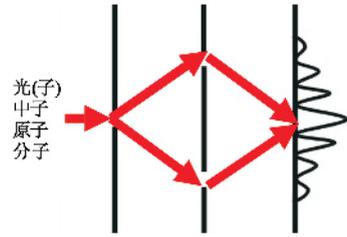


图 1 波的干涉原理

原子干涉仪的运作一般分为几个步骤: 原子初态制备、原子波包相干分束、原子波包自由演化、原子波包相干合束、原子末态探测. 下面以拉曼型原子干涉仪为例, 介绍原子干涉仪的基本物理原理和相关应用.

在原子干涉仪中, 要相干地对原子波包分束和合束, 并保证原子波包在自由演化过程中保持其相干特性. 最初原子干涉仪设计类似于光波杨氏双缝干涉仪实验^[20, 21], 但用激光对原子产生的力学效应, 使原子在吸收或受激辐射光子的同时得到光子反冲动量, 使原子波包分束和合束, 用受激拉曼过程对原子波包相干操作, 使原子获得双光子反冲动量, 从而增加原子干涉环路的面积, 提高原子干涉仪的灵敏度^[22-24].

如图 2 所示, 在三能级原子模型中^[25, 26], 单模激光光场 E_1 和 E_2 耦合原子的两个基态 $|a\rangle$ 、 $|b\rangle$ 和一个激发态 $|i\rangle$, 当 E_1 和 E_2 的相位保持相对稳定时, 形成相干受激拉曼跃迁. 当单光子失谐 Δ 足够大而激发态 $|i\rangle$ 的自发辐射可以忽略时, 用旋转波近似和绝热近似, 三能级系统可以等效于两能级系统, 当原子初始态在基态 $|a\rangle$ 时, 经过拉曼跃迁作用后, 另一基态 $|b\rangle$ 的布居数可近似地写成:

$$P_b(\tau) = \frac{\Omega_R^2}{\Omega_R^2 + \delta^2} \sin^2\left(\sqrt{\Omega_R^2 + \delta^2} \frac{\tau}{2}\right), \quad (3)$$

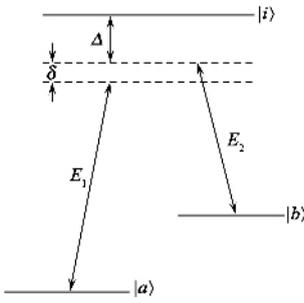


图2 三能级系统受激拉曼跃迁

式中 $\Omega_R = \frac{1}{\hbar} |b\rangle \langle d_2 \cdot E_2^* | i\rangle \langle i | d_1 \cdot E_1 | a\rangle / 2\Delta$ 是等效 Rabi 频率 Δ 是单光子失谐 δ 是双光子失谐 τ 是拉曼光与原子的相互作用时间. 从 (3) 式可以看出, 通过受激拉曼跃迁, 可以实现原子布居数在不同基态的改变, 量子态之间布居数的转移由等效的 Rabi 频率和相互作用时间共同决定, 这个过程类似于微波场与一个两能级系统的 Rabi 振荡过程. Rabi 振荡依赖于拉曼光光强和与原子相互作用时间, 初态 $|a\rangle$ 的原子在扫描拉曼光的光强或者扫描相互作用时间时, 原子在 $|b\rangle$ 态的布居数分布是一个 Rabi 振荡的过程, 图 3 是在扫描拉曼光光强时, 铷原子基态 $5S_{1/2}, F=3, m_F=0$ 的布居数振荡, 它是一个正弦曲线. 拉曼光光强分布不均匀和原子的速度分布导致 Rabi 振荡的衰减. 原子 $|a\rangle$ 态有一半的布居数跃迁到 $|b\rangle$ 态时对应 $\frac{\pi}{2}$ 脉冲, 原子 $|a\rangle$ 态的布居数全部跃迁到 $|b\rangle$ 态时对应 π 脉冲, 反之亦然. 事实上, 对单个原子来说, $\frac{\pi}{2}$ 脉冲指原子分别有一半的几率呆在 $|a\rangle$ 态和 $|b\rangle$ 态.

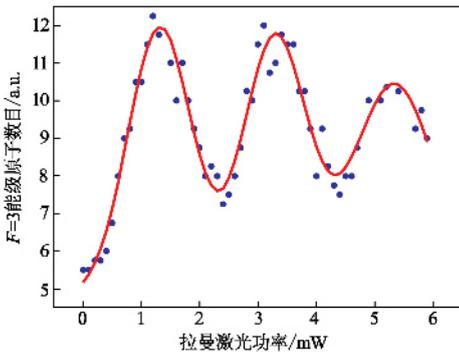


图3 铷原子基态 $5S_{1/2}, F=3, m_F=0$ 时的布居数随光强的振荡

受激拉曼光不仅实现原子布居数转移, 而且给原子提供双光子反冲动量. 在单光子过程中, 在原子吸收光子的同时, 伴随着自发辐射, 自发辐射的光子

方向是沿着各个方向, 等效的反冲动量是吸收一个单光子的反冲动量, 但在受激拉曼过程中, 原子吸收光子时伴随着受激辐射, 受激辐射光子的方向与两个拉曼光的方向有关. 如图 4 所示, 相向传播的拉曼光子动量分别是 $|\hbar k_1|$ 和 $|\hbar k_2|$, 在原子吸收第一个光子的同时, 获得了一个与该光子方向相同的动量 $|\hbar k_1|$, 在受激发射一个光子的时候, 则获得一个与该光子方向相反的反冲动量 $|\hbar k_2|$, 过程结束时, 原子获得了两个光子的动量 $|\hbar k_1| + |\hbar k_2|$.

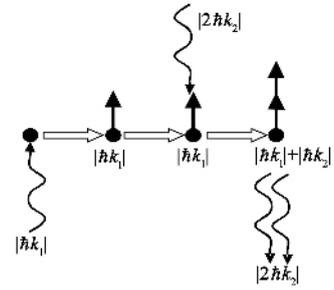


图4 受激拉曼跃迁中相向传播的拉曼光使原子获得双光子反冲动量

3 原子干涉仪的实现方案

原子干涉仪通常采用 $\pi/2 - \pi - \pi/2$ 构型. 在图 5 中, 第一个 $\pi/2$ 拉曼脉冲和原子相互作用时, 处于 $|a\rangle$ 态的原子动量不变, 而处于 $|b\rangle$ 态的原子获得两个光子的反冲动量 $|2\hbar k|$, 所以原子相干分束. π 拉曼脉冲和原子相互作用时, 两个态的原子发生内态互换的同时都获得了双光子反冲动量. 第二个 $\pi/2$ 拉曼脉冲和原子相互作用时, 原子相干合束发生干涉.

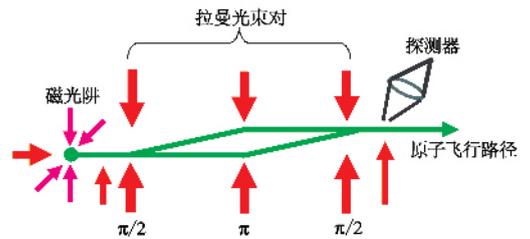


图5 拉曼原子干涉仪示意图

如图 6 所示, 初始态为 $|a\rangle$ 态的原子经过第一个拉曼脉冲实现分束时, 原子有一半的几率继续处在 $|a\rangle$ 态, 有一半的几率发生跃迁而处在 $|b\rangle$ 态, 在 $|b\rangle$ 态的原子同时获得激光的相位 ϕ_1 , 形成一个相干叠加态 $\frac{1}{\sqrt{2}} |a\rangle + \frac{-i}{\sqrt{2}} e^{-i\phi_1} |b\rangle$, 当原子与第二个拉曼光脉冲作用时, 原子正好感受到一个 π 的跃

迁,原子布居数发生交换的同时均获得激光的相位 ϕ_2 , 原子内态为 $-ie^{-i\phi_2}(\frac{-i}{\sqrt{2}}e^{-i\phi_1})|a - ie^{-i\phi_2}(\frac{1}{\sqrt{2}})|b$, 当原子与第三个拉曼光脉冲作用时, $|a$ 态的原子有一半的几率继续呆在 $|a$ 态, 有一半的几率发生跃迁而呆在 $|b$ 态, 同样, $|b$ 态的原子有一半的几率继续呆在 $|b$ 态, 有一半的几率发生跃迁而呆在 $|a$ 态, 它们均获得激光的相位 ϕ_3 , 因此, 原子经过 3 个拉曼脉冲作用后, 原子内态为 $-\frac{1}{2}e^{i(\phi_2-\phi_1)}(1 + e^{i(\phi_3-2\phi_2+\phi_1)})|a - \frac{i}{2}e^{-i\phi_2}(1 - e^{-i(\phi_3-2\phi_2+\phi_1)})|b$, 原子在 $|a$ 态和 $|b$ 态的布居数分别为

$$P_{a,b} = \frac{1}{2}[1 \pm \cos(\phi_3 - 2\phi_2 + \phi_1)] \quad (4)$$

从(4)式可以看出, 拉曼光的相位参与到原子内态的布居数变化上, 当扫描任意一个拉曼光相位时, 可以得到原子干涉条纹.

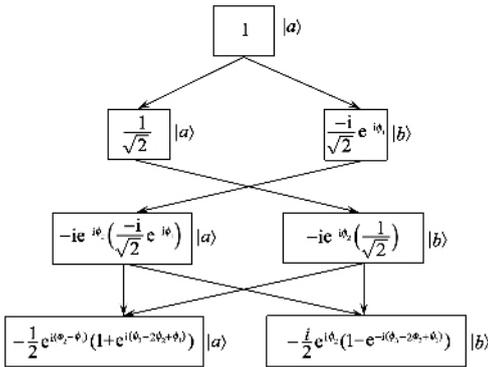


图6 原子与拉曼光作用的相位传递

冷原子萨格拉克干涉仪演示实验如图 5 所示^[27, 28]. 铷原子蒸汽在 3 对正交的激光束和一对反亥姆霍兹线圈共同作用下被囚禁在磁光阱中^[29], 用近共振激光将冷原子团导引, 沿着真空系统横向飞行, 形成冷原子束^[30], 采用光抽运技术将原子云制备到初始态 $5S_{1/2}, F = 2, m_F = 0$, 归一化后原子在 $5S_{1/2}, F = 2, m_F = 0$ 态的布居数为 1, 在 $5S_{1/2}, F = 3, m_F = 0$ 态的布居数为 0. 在原子干涉区域, 采用 3 对拉曼光脉冲序列 $(\pi/2 - \pi - \pi/2)$ 进行相干操作, 通过检测原子内部态 $5S_{1/2}, F = 2, m_F = 0$ 或 $5S_{1/2}, F = 3, m_F = 0$ 的布居数分布, 观察原子干涉条纹, 通常同时检测态 $5S_{1/2}, F = 2, m_F = 0$ 和态 $5S_{1/2}, F = 3, m_F = 0$ 的布居数, 进行归一化处理, 可以提高干

涉条纹的信噪比. 图 7 为扫描第二个拉曼 $\pi/2$ 脉冲相位 ϕ_3 时的原子干涉条纹. 干涉条纹的对比度达到 37.5%^[27, 28].

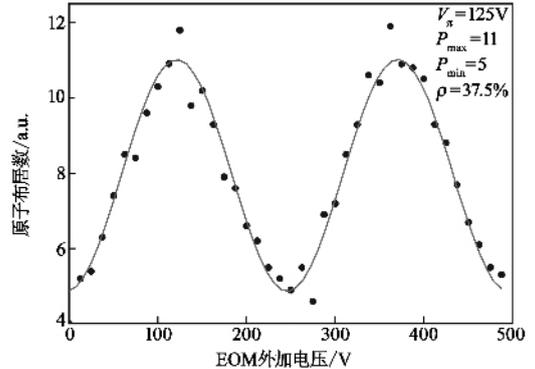


图7 原子干涉条纹 (其中 V_π 为半波电压, P_{max} 为布居最大值, P_{min} 为布居最小值, ρ 为条纹对比度)

4 原子干涉仪在精密测量中的应用

冷原子具有质量和传播时间长等特征决定了它在精密测量领域有着独特的优势. 原子干涉仪作为惯性传感器可与最好的其他惯性传感器比拟. 利用原子干涉仪作为惯性传感器, 测量重力加速度的分辨率达到 $2 \times 10^{-8} (g)/\sqrt{\text{Hz}}^{[2]}$, 重力梯度仪的分辨率达到 $4 \times 10^{-9} (g/m)/\sqrt{\text{Hz}}^{[3]}$, 牛顿引力常数测量不确定度达到 $\pm 0.003 \times 10^{-11} \text{m}^3 \text{kg}^{-1} \text{s}^{-2[9, 10]}$, 用热原子束实现原子陀螺仪灵敏度达到 $1.4 \times 10^{-10} \text{rad/s}$, 偏置稳定度达到 $7 \times 10^{-5} (^\circ)/\text{h}$, 短期噪声达到 $3 \times 10^{-5} (^\circ)/\sqrt{\text{h}}^{[4, 6]}$. 冷原子陀螺仪的灵敏度在 10 min 平均时间达到 $1.4 \times 10^{-7} \text{rad/s}^{[5]}$.

4.1 原子陀螺仪

$\pi/2 - \pi - \pi/2$ 构型的原子干涉仪, 类似于光学马赫-曾德尔 (M-Z) 干涉仪. 基于萨格奈克原理, 原子 M-Z 干涉仪可以构成用于转动测量的原子陀螺仪. 衡量原子陀螺仪的技术指标有标度因子、精确度、准确度、灵敏度.

类似于光学陀螺仪中的萨格拉克效应, 原子干涉环路感受到科里奥利加速度 ($\phi_\Omega = -2\Omega \times \nu$) 引起的条纹相位移动为

$$\phi_\Omega = 2k_{\text{eff}} \cdot (\Omega \times \nu) \frac{L^2}{v^2} \quad (5)$$

为了提高原子干涉陀螺仪的灵敏度, 需要提高

标度因子和精确度,在实验上要提高干涉环路的面积和信噪比,从(5)式可以看出,增加2个拉曼光之间的间隔(L)和降低原子的速度(v)都可以提高灵敏度.从应用角度看,冷原子陀螺仪在实现小型化设计上更有优势.巴黎天文台实现了冷原子陀螺仪^[41],用磁光阱技术激光冷却铯原子,经过125ms后, 10^7 个铯原子被冷却到 $3\mu\text{K}$,用运动光学黏胶的技术将原子以 2.4m/s 的初速度沿着与重力方向成 8° 的方向斜抛,两团原子在沿着相同的轨迹相反的方向做抛物运动,用微波选态的方法将原子制备到初态 $6S_{1/2}, F=3, m_F=0$,处于初始态的原子继续沿着抛物线轨迹运动,经过原子干涉区域,在干涉区域,直径为 30mm 的拉曼光和初态 $6S_{1/2}, F=3, m_F=0$ 的原子相互作用,用声光调制器开关控制,实现了拉曼光脉冲序列,用 $\pi-\pi/2-\pi$ 结构和 $\pi-\pi/2-\pi/2\pi$ 结构,实现了3个方向的旋转速率测量和3个方向的重力加速度测量.从(5)式可以看出,用双环路干涉仪形成的原子陀螺仪,其干涉环路的面积方向与原子的飞行速度方向有关,旋转引起的干涉环路相移相反,而由重力加速度引起的相移相同,因此可以通过相加和相减分离出旋转相移和重力加速度相移,同时在测量旋转速率时可以大大减小共模噪声的影响.选用拉曼脉冲间隔为 60ms 时,在 1s 的平均时间内,重力加速度的灵敏度是 $4.7\times 10^{-6}\text{m/s}^2$,旋转速率测量的灵敏度是 $2.2\times 10^{-6}\text{rad/s}$ (地球的自转速率测量值是 $5\times 10^{-7}\text{rad/s}$).它的长期灵敏度更高,对应 280ms 和 10min 的旋转灵敏度分别给出是 $1.8\times 10^{-6}\text{rad/s}$ 和 $1.4\times 10^{-7}\text{rad/s}$.

4.2 重力测量

由于原子具有质量,原子的运动不可避免地受到重力场的影响,原子运行轨迹的变化将导致原子干涉条纹相位的变化,因此利用原子干涉条纹的相位变化量可以对重力加速度和重力梯度进行测量.美国斯坦福大学用冷原子干涉仪测量重力加速度^[2,31,32],用磁光阱技术冷却铯原子,用运动光学黏胶技术将铯原子沿着重力方向竖直上抛,采用速度选择和光学选态等技术,将原子制备到初态,沿着重力方向采用 $\pi-\pi/2-\pi$ 拉曼光脉冲序列,此时的重力加速度引起的相移可用下式描述:

$$\Delta\phi = \frac{1}{2}(k_{\text{eff}} \times g) \cdot T^2, \quad (6)$$

式中 k_{eff} 是有效拉曼光矢量, g 为重力加速度, T 为2个拉曼脉冲时间间隔.通过干涉条纹的相位移动,可

以得出重力加速度的值.

测量不同位置的重力加速度可以测量重力梯度,在重力方向距离约 1m 高度的位置测量2个冷原子干涉仪的重力加速度,得到地球的重力梯度为 $\nabla g = 3\times 10^{-6}\text{g/m}^{[32]}$,不确定度为 5% .重力梯度仪的分辨率达到 $4\times 10^{-9}(\text{g/m})/\sqrt{\text{Hz}}^{[31]}$.

4.3 弱等效原理验证

弱等效原理是广义相对论的基本原理之一,可以表述为:引力场中某处的引力加速度 g 不随物质的质量或材料而改变,即

$$\Delta g/g = 0. \quad (7)$$

弱等效原理的检验对象分为宏观物体和微观粒子两类.在宏观物体检验方面,采用最多的是高塔自由落体实验、扭秤实验和激光测月(laser lunar-ranging)实验.在微观粒子检验方面,从20世纪60年代以来,人们就在理论和实验两个方面对微观粒子在引力场中的自由落体运动进行了许多研究.原子干涉仪实验技术的发展,为利用原子物质波在地面实验室验证弱等效原理提供了新的途径.

对弱等效原理的验证实验,通常是测量2个不同材料的物体在引力场中的加速度的相对变化率.如果,测量出原子的不同同位素在引力场中加速度的相对变化率,例如, Rb 原子的2种同位素 ^{85}Rb 和 ^{87}Rb ,则可以利用原子干涉仪在短距离内进行等效原理的验证实验,实验的精度取决于原子干涉仪对各同位素引力加速度的测量精度.

影响原子干涉仪测量精度的主要参数为原子速度 v (对应原子的温度)、原子自由飞行时间(拉曼光作用时间间隔)、激光频率 ω 以及装置的高度 h .而这些实验参数是可以控制的.理论分析^[13]表明,通过合理地控制实验参数,利用原子干涉仪测量引力加速度的相对变化量的精度可达到 10^{-15} .可以超过现有的扭秤实验和激光测月实验的测量精度,并可与国际上弱等效原理人造卫星检验计划的预期测量精度相比拟.

4.4 牛顿引力常数测量

牛顿引力常数的测量与重力梯度的测量很类似,测量重物引起的牛顿引力对重力加速度方向的影响,可以通过测量重物的质量、位置和重力加速度变化等得到牛顿引力常数.佛罗伦萨大学和斯坦福大学的研究小组最近报道了对牛顿引力常数更高精度的测量^[9,10],他们用运动光学黏胶技术将磁光阱

中的冷⁸⁷Rb 原子竖直上抛,用相同的拉曼脉冲($\pi - \pi/2 - \pi$)操作高度差为 60cm 的两团原子云,以构成 2 个独立的原子干涉仪,重物放置在两个干涉仪的不同位置,通过改变重物的位置测量牛顿引力常数. 牛顿引力常数测量值为 $6.667 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$,统计误差为 $\pm 0.011 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$,系统误差为 $\pm 0.003 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2[9]}$.

5 原子干涉仪空间应用

美国斯坦福大学、麻省理工学院等研究单位对原子陀螺仪进行了深入的科学研究,美国宇航局(NASA)启动了空间原子重力梯度仪研制计划,用以精密测量地球重力场. 欧洲空间局(ESA)启动了 HYPER(hyper-precision cold atom interferometry in space)计划,该计划首次用原子干涉仪作为加速度和转动的传感器来控制飞船(与卫星定位系统连用),同时进行重力磁效应和量子重力的科学研究,包括精细结构常数的测量和物质波相干等实验^[15].

HYPER 的第一个卫星使命是用冷原子干涉仪作为惯性传感器控制飞船,用 4 个原子干涉仪组成 2 个双环路原子陀螺仪测量 2 个正交方向的加速度和旋转,通过激光控制原子的速度,使 2 个原子陀螺仪工作在不同模式:粗测和细测. 粗测的灵敏度为 10^{-9} rad/s ,用作姿态和轨道控制系统(AOCS);细测的灵敏度为 10^{-12} rad/s ,用来测量引力效应. HYPER 对精细结构常数独立测量不依赖于量子电动力学,预计提高一个量级,用于比较量子电动力学的结果,HYPER 将进行引力实验来检验广义相对论的时空弯曲和进行量子引力实验.

6 小结

利用原子干涉仪可进行精密物理测量,例如:转动、加速度、加速度梯度等. 因而,原子干涉仪在导航定位、地下掩体探测、探矿找油等方面有广泛的应用前景.

原子干涉仪性能的进一步提高将受到两方面的限制:(1)由于重力的影响,原子飞行的时间有限,飞行路径包含的面积较小,难以进一步提高灵敏度;(2)在原子动量起伏较大的情况下,不能将原子束等比例地分离到两个路径上,降低了干涉条纹的对比度. 因此,除了改善现有原子干涉仪的方案之外,发展全新的技术来解决以上两方面的问题是原子干

涉仪未来的主要发展趋势. 这包括改善原子束源和寻找操纵原子的新方法. 在原子束源方面,采用玻色-爱因斯坦凝聚体进行原子干涉仪研究,可以比采用一般磁光阱中的冷原子具有更长的相互作用时间和更好的信噪比. 在原子操纵方面,原子微结构磁囚禁和导引可以极大地提高人们对原子的操纵能力,有利于发展小型化原子干涉仪.

参 考 文 献

- [1] Kasevich M, Chu S. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, 67 :181
- [2] Peters A, Chung K Y, Chu S. *Nature*, 1999, 400 :894
- [3] McGuirk J M, Foster G T, Fixler J B *et al.* 2002, *Phys. Rev. A*, 65 :033608
- [4] Gustavson T L, Landragin A, Kasevich M A. *Class. Quantum Grav.*, 2000, 17 :2385
- [5] Canuel B, Leduc F, Holleville D *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2006, 97 :010402
- [6] Durfee D S, Shaham Y K, Kasevich M A. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, 97 :240801
- [7] Fixler J B, Foster G T, McGuirk J M *et al.* *Science*, 2007, 315 :5808
- [8] Bertoldi A, Lamporesi G, Cacciapuoti L *et al.* *Euro. Phys. J. D*, 2006, 40 :271
- [9] Lamporesi G, Bertoldi A, Cacciapuoti L *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 100 :050801
- [10] Muller H, Chiow S, Herrmann S *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 100 :031101
- [11] Weiss D S, Young B C, Chu S. *Appl. Phys. B*, 1994, 59 :217
- [12] Fray S, Diez C A, Hansch T W *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2004, 93 :240404.
- [13] Dimopoulos S, Graham P W, Hogan J M *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2007, 98 :111102
- [14] Lee M C, Israelsson U E. *Physica B*, 2003, 329 :1649
- [15] Jentsch C, Muller T, Rasel E M *et al.* *Gen. Rel. Grav.*, 2004, 36 :2197
- [16] Delhuille R, Champenois C, Buchner M *et al.* *App. Phys. B*, 2002, 74 :489
- [17] Hanle W. *Z. Phys.*, 1924, 30 :93
- [18] Rabi I, Sacharias J, Millman S *et al.* *Phys. Rev.*, 1938, 53 :318
- [19] Ramsey N. *Phys. Rev.*, 1949, 76 :996
- [20] Carnal O, Mlynek J. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, 66 :2689
- [21] Shimizu F, Shimizu K, Takuma. *Proc. SPIE*, 1992, 1726 :193
- [22] Kasevich M, Chu S. *Appl. Rev. B.*, 1992, 54 :321
- [23] Petelsk T. *Atom Interferometers for Precision Gravity Measurements*, Ph. D. thesis, University of Florence, Florence, 2002
- [24] Gustavson T L. *Precision measurement using atom interferometer*, Ph. D. thesis, Stanford University, Palo Alto, CA, 2000
- [25] Moler K, Weiss D S, Kasevich M *et al.* *Phys. Rev. A*, 1992, 45 :342
- [26] Li R B, Wang P, Yan H *et al.* *Phys. Rev. A*, 2008, 77 :033425
- [27] Wang P, Li R B, Yan H *et al.* *Chin. Phys. Lett.*, 2007, 24 :27
- [28] Zhan M S *et al.* *J. Phys. Conference Series*, 2007, 80 :012047,
- [29] Wang J, Liu X J, Li J M *et al.* *Chin. J. Quantum Electronics*, 2000, 17 :44
- [30] Jiang K J, Li K, Wang J *et al.* *Chin. Phys. Lett.*, 2005, 22 :324
- [31] Peters A, Chung K Y, Chu S. *Metrologia*, 2001, 38 :25
- [32] Snadden M J, McGuirk J M, Bouyer P K. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 81 :971