

光学学报

绝对重力仪的技术发展：光学干涉和原子干涉

吴书清^{1,2**}, 李天初^{1,2*}

¹中国计量科学研究院时间频率计量科学研究所, 北京 100029;

²国家市场监督管理总局时间频率计量基准重点实验室, 北京 100029

摘要 绝对重力仪是直接开展绝对重力测量的精密计量仪器。绝对重力测量是指对地球表面重力加速度值的直接测量,其在地球科学和计量科学等领域都有十分重要的应用。历史上最早的绝对重力测量约在 1590 年。1590~1960 年,主要利用摆仪的摆长和自由摆周期来开展绝对重力测量。自 1960 年起,随着激光技术的发明,高精度绝对重力测量有了新的发展,人们开始利用宏观物体自由运动(自由下落或上抛)的方法开展绝对重力测量,形成了激光干涉绝对重力仪。1991 年,美国斯坦福大学朱棣文教授小组首次利用冷原子团的自由运动进行绝对重力测量,实现了第一台原子干涉绝对重力仪。中国计量科学研究院是我国最早开展绝对重力仪研制的单位,本文结合中国计量科学研究院绝对重力仪研制经验,综述了激光干涉绝对重力仪和原子干涉绝对重力仪的技术发展,尤其是激光技术的发明对绝对重力仪的技术发展带来的革命性技术变革。

关键词 原子与分子物理学; 重力加速度; 绝对重力测量; 绝对重力仪; 光学干涉; 激光冷却; 原子干涉

中图分类号 O435

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202141.0102002

Technical Development of Absolute Gravimeter: Laser Interferometry and Atom Interferometry

Wu Shuqing^{1,2**}, Li Tianchu^{1,2*}

¹Time and Frequency Metrology Division of National Institute of Metrology, Beijing 100029, China;

²Key Laboratory of Time and Frequency of State Administration for Market Regulation, Beijing 100029, China

Abstract Absolute gravimeter is a precise metrological instrument for absolute gravimetry. Absolute gravimetry refers in particular to the measurement of acceleration of gravity on the earth directly which finds important applications in earth sciences and metrology. The earliest absolute gravimetry was performed in the year of 1590. From 1590 to 1960, pendulum principle was the main method to perform the absolute gravimetry. From 1960, with the invention of the laser technology, people began to use laser absolute gravimeter to perform the absolute gravimetry by measuring the free motion (falling or rising freely) of an object, which is the big progress in the history of precise gravity measurement. In 1991, the group of professor Steven Chu from Stanford University used the free motion of laser cooling atoms and atom interferometry technology to perform the absolute gravimetry for the first time, which successfully developed the first atom interferometry absolute gravimeter in the world. National Institute of Metrology (NIM) China is the first organization to research absolute gravimeter in China. Taking the example of development of absolute gravimeter in NIM, we review the technical development of laser absolute gravimeter and atom interferometry absolute gravimeter, especially reveals the revolutionary contribution to the development of absolute gravimetry due to the invention of laser technology.

Key words atomic and molecular physics; acceleration of gravity; absolute gravity measurement; absolute gravimeter; laser interferometry; laser cooling; atom interferometry

OCIS codes 020.3320; 020.7010; 120.3180; 120.3930

收稿日期: 2020-08-04; 修回日期: 2020-09-16; 录用日期: 2020-09-17

基金项目: 国家重点研发计划(2016YFF0200206, 2018YFF0212401)、国家自然科学基金(11704361)

* E-mail: litch@nim.ac.cn; ** E-mail: wushq@nim.ac.cn

1 引言

重力加速度随着时间和空间而不断变化,重力加速度测量按照测量结果分为绝对重力测量和相对重力测量,绝对重力测量通常为相对重力测量提供参考标准,是保证所有重力加速度测量结果具有溯源性和准确性的必要手段。在国际单位制(SI)中,重力加速度的单位是 $\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$;在实际应用中,通常用“伽”(1 Gal = $1 \times 10^{-2} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$)、“毫伽”(1 mGal = $1 \times 10^{-5} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$)和“微伽”(1 $\mu\text{Gal} = 1 \times 10^{-8} \text{ m/s}^2$)来表征重力加速度的测量结果。重力加速度测量在计量科学、资源勘探、海洋监测等领域有着广泛的应用,它既是航天器飞行等无源导航的主要方法,又是开展地球科学研究、揭示地球物理现象的关键手段。目前,激光干涉绝对重力仪和原子干涉绝对重力仪是开展绝对重力测量的主要手段;国际上激光干涉绝对重力仪的合成标准不确定度最优可达到 1.8 μGal ,原子干涉绝对重力仪的合成标准不确定度最优可达到 4.5 μGal 。与原子干涉绝对重力仪相比,激光干涉绝对重力仪起步时间早,发展更为成熟,以 FG5/FG5X 为代表的商用产品已成为相关行业主要使用的仪器,在历次绝对重力仪国际对比中也占据绝对主导地位。与激光干涉绝对重力仪相比,原子干涉绝对重力仪无机械磨损、测量效率和灵敏度高,具有非常好的发展前景。本文简要阐述了激光干涉方法和原子干涉方法开展绝对重力测量的原理,概括性介绍了激光干涉绝对重力仪和原子干涉绝对重力仪的研究现状和技术进展。最后,对绝对重力测量的未来发展方向进行了讨论与展望。

2 激光干涉绝对重力仪

2.1 基本原理

在地球表面及其附近,物体在真空环境中自由下落的位移随时间变化的关系可以表示为

$$z(t) = z_0 + v_0 t + \frac{1}{2} g_0 t^2 + g_z \left(\frac{1}{6} g_0 t^3 + \frac{1}{24} g_0 t^4 \right), \quad (1)$$

式中: z_0 为第一个测量点的位置; v_0 为落体在此处的初始速度; g_0 为此处的重力加速度; g_z 为此处的重力梯度垂直分量。实际情况中,落体的下落距离一般小于 0.5 m,该段内重力梯度垂直分量 g_z 近似为定值,此时(1)式可以改写为

$$z(t) = z_0 + v_0 t + \frac{1}{2} [g_0 + g_z z_1(t)] t^2, \quad (2)$$

$$z_1(t) = \frac{1}{3} v_0 t + \frac{1}{12} g_0 t^2. \quad (3)$$

因此,在 g_z 未知或已知但精度不高时,通过测量物体在真空中的自由下落轨迹 $z(t)$ 并对其进行二次拟合,可以求解出有效高度处的重力加速度值,理论上表示为

$$g^* = g_0 + g_z z_1(t). \quad (4)$$

这里的有效高度即与前面的 z_1 相关联,指的是在下落起点的正下方、与起点距离为 z_1 的高度。

目前典型的激光干涉绝对重力仪分别以激光波长和原子钟作为长度基准和时间基准,内部装有角锥棱镜的落体作为敏感元件^[1],落体在真空中自由下落的运动加速度即为当地的重力加速度。角锥棱镜是一种可以保证反射光与入射光绝对平行、仅传播方向相反的特殊光学器件,以它为敏感元件可以自然消除水平扰动对垂直方向上重力测量的影响,大幅提高测量精度。绝对重力仪的主要光学测量结构为迈克耳孙干涉仪,如图 1 所示^[2]。激光器发出的光束经准直后到达分光镜,一路作为参考臂,光程保持不变,沿水平方向传播;另一路作为测量臂,光束垂直向上,先被自由下落的落体棱镜反射,垂直向下入射到参考棱镜中,被反射后重新回到分光镜,与参考臂合光,形成干涉。光电探测器采集该干涉条纹信号,将其转换成电信号后,通过数据采集卡传输至信号处理系统中。自由下落棱镜相对于参考棱镜移动 $\lambda/2$ (λ 为激光波长) 距离时,干涉条纹信号变化一个整周期。结合铷原子钟的时钟信号,可以得到条纹信号幅值为零时的所有时刻序列,即落体轨迹信号 $z(t)$,对其进行二次拟合,即可求解出落体受到的重力加速度。需要注意的是,

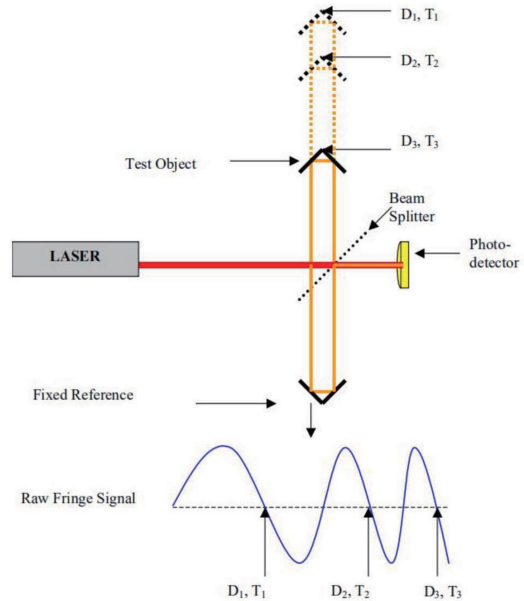


图 1 激光干涉式绝对重力仪的原理^[2]

Fig. 1 Principle of laser absolute gravimeter^[2]

迈克耳孙干涉仪是一种相对测量装置,实际求解出的重力加速度是落体相对于参考棱镜的运动加速度。因此,为了提高重力测量的准确性和稳定性,参考棱镜理论上应相对于惯性系静止。在实际使用中,普遍将参考棱镜放置在隔振系统中,以保证尽量减小其受到的外界振动干扰;或用拾振器采集其振动信号,从测量得到的落体轨迹信号中将其剔除,从而实现重力加速度测量值的修正。

2.2 技术实现

激光干涉绝对重力仪的结构如图 2 所示,主要由真空下落系统、激光干涉系统、振动处理系统以及信号采集、处理与控制系统组成。真空下落系统主要包括真空腔、落体、传动系统。测量开始前分子泵抽出腔中空气,当真空度达到一定水平时,仪器可以仅依靠离子泵来维持腔内的真空。自由下落的落体为特制的机械部件,其内部固定角锥棱镜。传动系

统包括电机及传动结构,用于完成落体的释放、承接与复位,从而实现重复测量。激光干涉测量系统主要包括激光器和迈克耳孙干涉仪,目前常用的激光器是频率稳定度较高且便携性较好的氦氖(He-Ne)激光器,波长 $\lambda = 633 \text{ nm}$ 。干涉仪中的光电探测器的输出信号一般为模拟电压,经数据采集卡输入至信号处理系统中。提供稳定的时间基准的设备通常为铷原子钟,尺寸小巧、可以稳定输出 10 MHz 的正弦信号。振动处理系统可以用隔振系统或基于拾振器及修正算法的处理方法来实现。该类型的绝对重力仪一般配有完整的计算机和控制模块,后者可以辅助计算机中相应的控制软件,实现对电机、数据采集卡等设备的协调控制,保证测量正确、重复进行。激光干涉绝对重力仪发展至今,根据其仪器布局、落体运动方向、传动机构、振动处理方式可以划分出多种类型,下面逐一进行介绍。

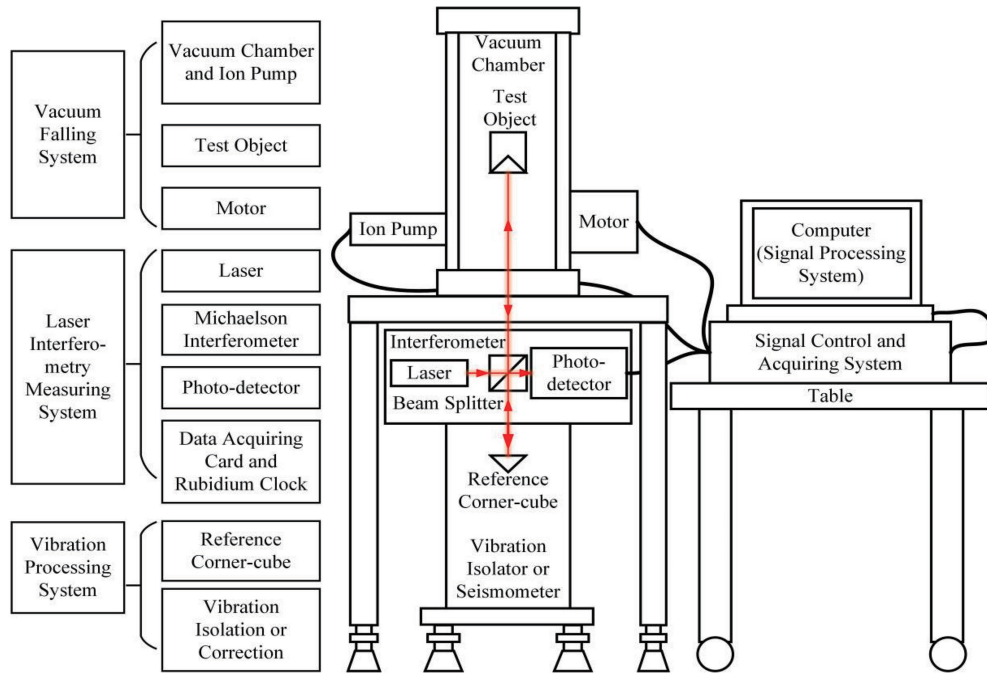


图 2 激光干涉绝对重力仪的组成

Fig. 2 Composition of laser absolute gravimeter

2.2.1 仪器布局

早期的激光干涉绝对重力仪的结构布局与现在不太相同,其中最典型的是美国 JILA 实验室于 20 世纪 80 年代研制的 JILA 型绝对重力仪,如图 3 所示,其测量结果已经可以很清晰地反映出固体潮汐对重力值的影响^[3]。该绝对重力仪的传动结构中采用了“无拖曳下落腔”来支撑和承接落体,可以明显减小空气的影响。同一实验室的研究人员同时为该仪器配备了一种名为“超级弹簧”的新型垂直隔振系

统^[4],可以大大减小地面垂直微振动对测量结果的影响。该垂直隔振系统目前已在多种激光干涉绝对重力仪中得到广泛使用。JILA 型绝对重力仪具有一个明显的设计缺陷,就是其中的隔振系统与真空腔并排而非共线布置,不符合阿贝原则,导致其测量精度受限于水平微振动的影响。

之后,JILA 实验室进一步研制出 FG5 型和 FG5X 型绝对重力仪,如图 4 所示,目前这两款重力仪已成为 Micro-g Lacoste 公司应用最广泛的商用

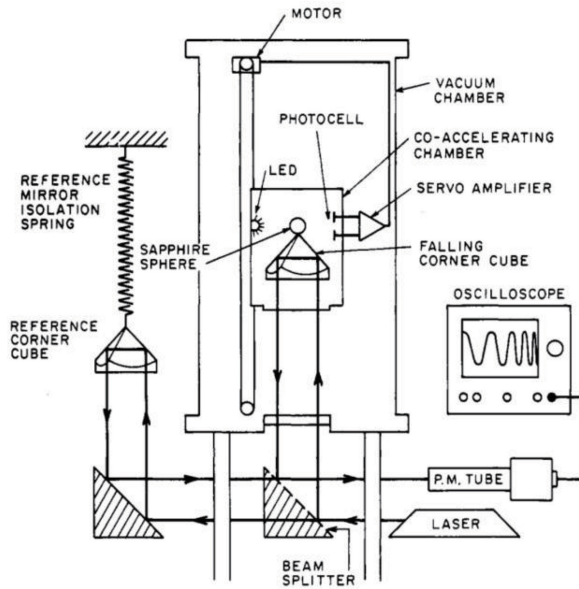


图 3 JILA 型绝对重力仪^[3]

Fig. 3 JILA absolute gravimeter^[3]

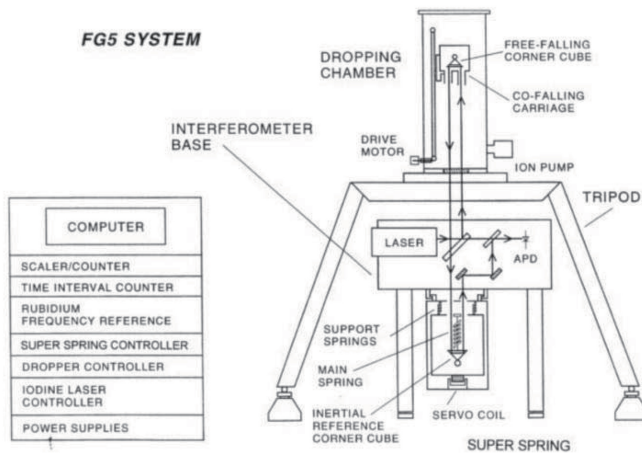


图 4 Micro-g Lacoste 公司的 FG5 和 FG5X 型绝对重力仪^[5-6]

Fig. 4 FG5 and FG5X absolute gravimeters from Micro-g Lacoste company^[5-6]

产品^[5-6]。FG5 系列绝对重力仪满足阿贝原则,仪器的测量精度有所提高,同时其自动化水平和可靠性也得到显著提升。在 FG5 型绝对重力仪的基础上,FG5X 型绝对重力仪增加了平衡质量,使得地面反弹效应对重力测量的影响降低,其测量不确定度已达到 $2 \mu\text{Gal}$ 。

2.2.2 落体运动方向

目前,绝大多数激光干涉绝对重力仪中,落体在释放前位于真空腔内顶部,自由下落后在底部被传动机构中的托盘承接,再被运输至顶部,从而实现仪器的反复测量,如上述 FG5 型绝对重力仪。但也有部分仪器中的落体在释放前始终位于真空腔内底部,被弹射器射出,具有先上抛后下落的运动轨迹。这种方案有两大优势,一是运动路径对称,可以减少

残余空气的干扰;二是最少只需测量两个落体经过的位置点便可在一次下落后计算出重力加速度。因此,早期真空腔的真空度受限时,采用这种方案可以用比同类的自由下落式绝对重力仪更为紧凑的实验结构来实现测量。此外,上抛式绝对重力仪采用激光干涉来实现多点测量后,相比具有相同高度的自由落体型绝对重力仪,落体的飞行时间更长,对应更大的数据量。从统计角度来看,地面微振动造成的影响也会更小。不过此类仪器中落体在被弹射时初速度中可能具有较大的水平速度分量,会导致科里奥利力对测量结果产生影响,这可能是一项影响最大的误差源。上抛式的绝对重力仪中最典型且目前精度最高的是意大利计量院研制的 IMG02 型绝对重力仪,如图 5 所示,实验人员利用该仪器对意大

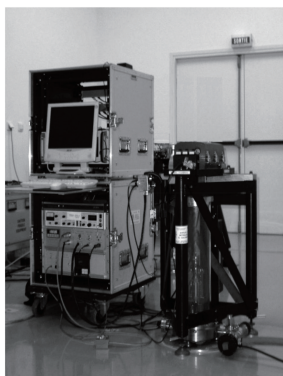


图 5 IMGC02 型绝对重力仪^[8]

Fig. 5 IMGC02 absolute gravimeter^[8]

利火山活动进行长期监测并获得了珍贵数据^[7-8]。

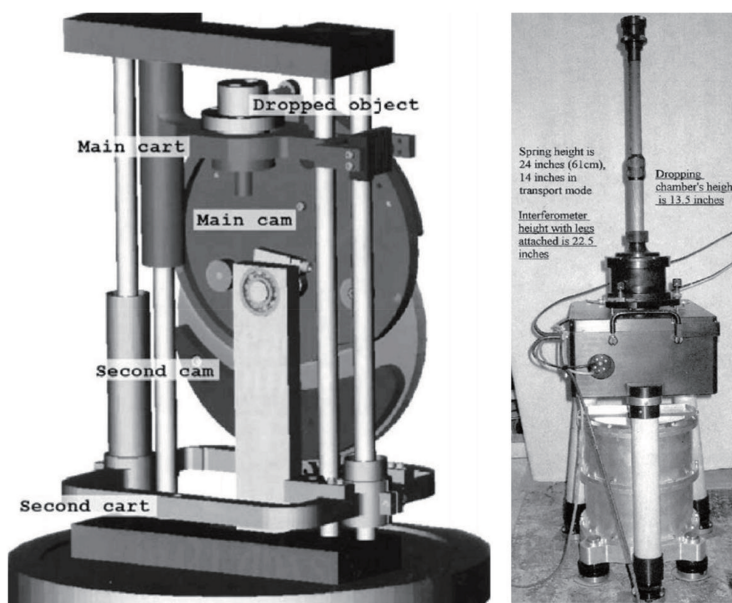


图 6 FGC 型凸轮式绝对重力仪^[9]

Fig. 6 FGC cam type absolute gravimeter^[9]

2.2.4 振动处理方式

上述绝对重力仪普遍采用被动式或主动式垂直隔振系统来抑制地面振动对参考棱镜的影响。除此以外,还有一种抑制地面振动影响的方法是直接测量参考棱镜的振动信号并用该信号补偿测得的干涉信号以修正测量值,中国计量科学研究院研制的 NIM 系列绝对重力仪即属于此类。1975 年,中国计量科学研究院研制出我国第一台固定的自由落体式绝对重力仪,测量准确度为 100 μGal 。1982 年,几乎与国外同行同步,中国计量科学研究院完成了我国第一台可移动的绝对重力仪的研制,即 NIM-1 型绝对重力仪^[10]。该仪器曾参与第一届绝对重力仪国际比对(ICAG),测量结果的合成标准不确定度为 20 μGal ,达到当时的国际先进水平。1985 年,中

2.2.3 传动机构

激光干涉绝对重力仪普遍采用自由下落式落体释放方案,但不同型号的仪器中传动机构也存在差别,共有钢带、钢丝绳、凸轮、齿轮、齿条等多种形式。FG5 型、FG5X 型绝对重力仪以及中国计量科学研究院(NIM)NIM-3A 型绝对重力仪采用的传动机构是钢带;清华大学 T-1 型绝对重力仪则采用钢丝绳进行机械传动;中国科学院测量与地球物理研究所 IGG-02 型绝对重力仪采用的传动机构是齿轮齿条。2005 年,美国 JILA 实验室 Faller 等^[9]在 JILA 型绝对重力仪的基础上研制出 FGC 型凸轮式绝对重力仪,如图 6 所示,使得真空腔具有更低的高度和更为紧凑的结构,有利于提高测量效率。

国计量科学研究院成功研制了第二代的 NIM-2 型绝对重力仪,该仪器分别以碘稳频激光器和铷原子钟为长度基准和时间基准,测量落体轨迹中的大量位置点,从而计算出绝对重力值。与美国 JILA 实验室有所区别的是,该仪器首次采用地震计获得地面的微振动信号,并利用该信号对测得的落体运动轨迹进行补偿,在不使用隔振系统的情况下使测值的离散度得以大幅降低。NIM-2 型绝对重力仪参与了第二次绝对重力仪国际比对^[11],并在国内和区域内完成了大量验证性测量。在此基础上,中国计量科学研究院进一步研发完成了新一代 NIM-3A 型绝对重力仪,并于 2014 年被国家质检总局批准为重力加速度社会公用计量标准装置,如图 7 所示。

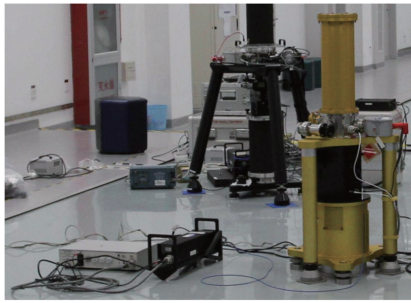


图 7 NIM-3A 型绝对重力仪

Fig. 7 NIM-3A absolute gravimeter

除上述典型仪器外,法国乔治 S. A. 公司制造的 GA60 型上抛式绝对重力仪是第一台可移动的商用绝对重力仪^[12];日本东京大学地震研究所、俄罗斯计量院研制的绝对重力仪使用压电致动器来释放下落物体^[13-14];德国马普研究所的 Rothleitner^[15]也研制出了 MPG-1 和 MPG-2 型激光干涉式绝对重力仪。

2.3 重力测量不确定度评估

激光干涉绝对重力仪利用评估来分析测量偏差,对测量值进行修正,同时给出评估修正的不确定度。激光干涉绝对重力仪不确定度的 B 类评估一般由以下几个部分组成。

2.3.1 来源于仪器自身的误差

1) 时间与位移测量的准确程度

根据落体的运动方程即(2)式,可以得到时间、位移的测量引入的重力加速度的不确定度分量为

$$\frac{\sigma_g}{g} = \sqrt{4\left(\frac{\sigma_t}{t}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_z}{z}\right)^2}, \quad (5)$$

式中: $\frac{\sigma_t}{t}$ 和 $\frac{\sigma_z}{z}$ 应分别通过铷原子钟和所用激光器的频率稳定度来计算。这两项引起的不确定度一般均在 1 μGal 以内。

2) 空气阻尼

通过下式可以计算出真空腔内残余空气的阻尼引起的重力测量偏差^[5,16],

$$\Delta g = \frac{F_d}{m} = \frac{1}{m} \left(\frac{A\rho Vv}{4} \right) = \frac{AVv}{4m} \left(\frac{m_r P}{k_B T} \right), \quad (6)$$

式中: F_d 为空气阻力; m 为落体质量; A 为落体表面积; ρ 为平均气体密度; $V \approx 476 \text{ m/s}$ 为氮气分子在 $T = 300 \text{ K}$ 时的平均速度; v 为信号采集过程中下落物体相对于残余空气的最大速度。平均气体密度 ρ 又可以在已知真空腔真空度(气压) P 、玻尔兹曼常数 k_B 、室温 T 、氮气分子质量 m_r 的情况下用理想气体状态方程推导得到。该项的修正值即可设定

为此偏差值的相反数,后续分析同理。该项引起的重力测量不确定度一般在 0.1 μGal 左右。

3) 温度梯度

真空腔内的温度梯度导致残余空气形成气压梯度,从而引起重力测量偏差和不确定度。偏差值可以用下式估计^[5]。

$$\Delta g = \frac{PA_{\text{cross}}}{Tm} \Delta T, \quad (7)$$

式中: A_{cross} 为落体在与垂直方向正交的平面内的截面积; T 为真空腔内的温度。利用常用参数估计,落体实际行程两端的温度梯度一般小于 0.1 K,引起的不确定度约为 0.1 μGal 。

4) 光束垂直度和光束发散

现有激光器发出的光束一般为高斯光束,具有一定的发散角,即使经过准直也不可能使发散角降为 0。但使用激光干涉法测量落体轨迹时必须保证激光具有较小的发散角,且波矢方向沿垂直方向,否则会引入一般为 0.5 μGal 左右的测量误差^[15]。假设光束偏角 θ 为矩形分布,此时可以按照下式来计算光束垂直度引起的修正值和不确定度^[17],

$$\Delta g = \frac{\theta^2}{4} g_0, \sigma_g = \frac{\Delta g}{\sqrt{3}}, \quad (8)$$

式中:重力参考值 g_0 取 $9.8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$ 即可。还可以按照下式来计算光束具有 ϕ 的发散角时对应引起的重力测量偏差和不确定度,

$$\frac{\Delta g}{g} = \frac{\phi^2}{4}, \sigma_g = K \cdot \Delta g, \quad (9)$$

式中:系数 K 可以根据实际经验和所用激光器资料来选取,如 10%。

5) 光速有限

虽然光速远大于落体的运动速度,但毕竟光速有限,因此干涉条纹实际形成的时刻将略微滞后于测量臂光束的波前与反射镜相遇的时刻。这两个时刻的时间差称为延迟时间,会导致重力测值略大于真值,称为有限光速效应,在精度达到微伽量级的绝对重力测量中必须予以考虑。直接利用光速和理论公式来修正落体轨迹中的测量点时刻,并且修正后的时间位移对数据进行二次拟合的修正方法比较复杂和繁琐,研究人员一般不采用,而是在单次结束后直接修正此项测量引入的偏差^[18-19]。干涉条纹信号给出的落体轨迹测量实际上是一组等位移间隔的时间位移对,根据如下公式可以计算利用最小二乘法来拟合时的修正值和不确定度^[20]。

$$\Delta g_c = -g_0 \left(3 \frac{v_0}{c} + \frac{12}{7} \cdot \frac{g_0 T}{c} \right), \sigma_g = \frac{\sigma v_0}{v_0} \Delta g_c, \quad (10)$$

式中： v_0 和 σv_0 分别为落体的初速度及其不确定度； c 为光速，由此得到的不确定度一般也在 $0.5 \mu\text{Gal}$ 左右。

6) 光电探测器的非线性效应

激光干涉仪中的光电探测器采集激光干涉条纹信号时会对其进行放大,但此过程也会引入相移。由于实际条纹信号为含有频率变化的信号,当该相移为常量或在信号的频带内具有线性相频曲线时,引入的重力测量偏差为 0;但如果该相频曲线具有非线性,则一定会引入重力测量偏差^[5]。目前常用的光电探测器造成的该项不确定度一般在 $1 \mu\text{Gal}$ 以内^[5]。

7) 仪器本身的自吸引效应

绝对重力仪自身对落体的万有引力会引起重力测量不确定度,这种现象称为自吸引效应。通过有限元分析等方法可以对该效应进行精确评估,偏差一般在 $2 \mu\text{Gal}$ 以内,不确定度约为 $0.1 \mu\text{Gal}$ ^[21]。

8) 落体旋转

自由落体式的绝对重力仪中,在落体被释放的一瞬间,受释放机构转矩作用的影响,落体将具有微小的旋转角速度,在下落过程中具有微小旋转。落体自由下落期间只受重力作用,因此它将绕自身质心旋转,且角速度基本保持不变;但由于落体内的部件在加工和装配过程中存在误差,落体的质心不可能与其内部角锥棱镜的光心完全重合。激光干涉仪实际测量的重力值是角锥棱镜光心的运动加速度,其中包含了光心具有的向心加速度。落体质心与光心的距离矢量可以分解为水平方向与垂直方向两部分,水平矢量引起的向心加速度沿水平方向,与重力方向垂直,不会对测量造成干扰;但垂直分量会引入重力测量偏差和不确定度。由于每次下落的释放状态随机,落体的真实角速度并不统一,因此一般不讨论该项引入的偏差。相应的不确定度可以表示为

$$\sigma g = \omega_{\max}^2 R_{\max}, \tag{11}$$

式中： ω_{\max} 为落体可能的最大旋转速度； R_{\max} 为落体光心和质心间距的最大值。通过精确设计和调节真空腔内的传动机构的控制参数以及落体的加工和装配过程,可以保证 ω_{\max} 和 R_{\max} 在较小的范围内。一般而言,该项引入的测量不确定度为 $0.5 \mu\text{Gal}$ 左右。

9) 地面反弹效应

在落体被释放的一瞬间,绝对重力仪的静态质量突然减小,导致仪器受到的地面支持力大于其自身的重力,称为地面反弹效应。这种效应本质上是一种发生在垂直方向上的受力不平衡,等效为一个

瞬时冲击,可能导致隔振系统内的参考棱镜或激光干涉仪内的光学器件(包括分光镜等)产生微振动,从而对落体轨迹的测量引入误差。实际上该效应可能是高精度绝对重力测量不确定度的主要来源之一^[5]。地面反弹效应同样具有随机性,因此也仅对该项的不确定度进行讨论。根据相关文献,利用下式可以从计算重力测值时的二次拟合残差(一般近似于正弦波形)中推导出地面反弹效应引入的不确定度^[22],一般在 $0.1 \mu\text{Gal}$ 左右^[5]。

$$\sigma g = \frac{30}{\pi T^3} \cdot \frac{A_0}{f_0}, \tag{12}$$

式中： T 为干涉条纹信号的持续采集时间； A_0 和 f_0 分别为拟合残差波形的幅值和频率。

10) 有效高度的计算误差

如前所述,落体的释放状态具有随机性,因此落体每次的下落轨迹都不可能完全相同,使得测量开始时刻(第一个采集到的数据点)对应的落体初速度 v_0 和重力加速度真值 g_0 都可能有所改变,从而在有效高度的计算中引入误差。通过实验测定测量开始时刻的落体速度不确定度和重力不确定度,将其代入有效高度的计算公式,配合测量点所在地的测量不确定度重力梯度,可以得到该项一般也为 $0.1 \mu\text{Gal}$ 左右。

总体而言,来源于上述大多数误差源的不确定度都可以通过使用精度更高的配套设备来降低,包括铷原子钟、激光器、光电探测器、光束准直器等;部分误差源造成的影响需要依靠研究人员的设计、调试及操作来降低,如光束垂直度引起的不确定度可以通过调节干涉仪的可动器件来减小,利用分子泵和离子泵进一步提高真空腔内的真空度可以减小空气阻尼,通过更为合理的机械设计可以减小温度梯度、落体旋转、仪器自吸引、地面反弹效应、有效高度计算等因素导致的不确定度;还有部分因素,如光速有限,可能需要更为复杂的软件算法才能降低其影响。目前正在使用中的各类绝对重力仪在配套设备精度的选择上基本一致,仪器自身不确定度的差异主要来源于研究人员在光机电设计方面的不同,由此导致每种类型重力仪的主导不确定度因素也有所不同,但基本上各类仪器的合成标准不确定度保持在 $10 \mu\text{Gal}$ 以内。

2.3.2 来源于测量环境的误差

1) 大气压强

测量点所在地大气压强的增大等效于测量点上方大气质量的增大,使得大气对落体的万有引力增大,导致重力测值小于重力真值。可以通过引入气

压影响因子 $f_B = 0.3 \mu\text{Gal}/\text{hPa}$ 来修正此项影响,

$$\Delta g = f_B(p_0 - p_n), \quad (13)$$

式中: p_0 表示重力测量点的实测气压, 由具有不确定度的气压计测量得到, 因此会引起重力测值的不确定度, 一般为 $1 \sim 3 \mu\text{Gal}$ 。定期校准气压计可有效减小此项不确定度。

$$p_n = p_{\text{sea}} \left(1 - \frac{Lh_m}{T_0} \right) \frac{gM}{RL}, \quad (14)$$

式中: p_n 为标准大气压强, 满足其中 $p_{\text{sea}} = 1013.25 \text{ hPa}$ 为海平面标准大气压; h_m 为测量点所在地的海拔高度; $L = 0.0065 \text{ K/m}$ 为垂直温度梯度; $T_0 = 288.15 \text{ K}$ 为海平面标准温度; $g = 9.80665 \text{ m/s}^2$ 为模型中所取地表重力加速度平均值; $M = 0.0289644 \text{ kg/mol}$ 为干空气的分子质量; $R = 8.31447 \text{ J}/(\text{mol} \cdot \text{K})$ 为理想气体常数。

2) 固体潮汐

受太阳和月球对地球周期性变化的引力影响, 地球重力场也具有周期性的变化。这种变化称为重力潮汐, 其中造成地球形变的潮汐力称为固体潮汐, 由此引起的重力加速度的变化一般在 $\pm 150 \mu\text{Gal}$ 之间。因此进行绝对重力测量时通常会进行潮汐修正, 具体的修正值可以通过专业软件如 Tsoft 等来计算。在一定的精度范围内, 固体潮汐可以作为评估重力测值精密度的参考标准, 即潮汐修正前的重力测值越靠近潮汐的理论变化曲线, 则绝对重力仪的测量精密度越高。目前此项引入的测量不确定度仅为 $0.1 \mu\text{Gal}$ 左右。

3) 海洋负荷

太阳与月球的引力除引起固体潮汐外还会引发海潮。海潮意味着地球表面的质量分布存在明显变化, 因此也会引起重力值的变化, 这种现象称为海洋负荷。海洋负荷引起的不确定度一般为 $0.3 \mu\text{Gal}$ 左右, 实际的重力变化幅度从近海至内陆逐渐递减。一般而言, 现有的绝对重力仪进行 24 h 的重复测量就可以将海洋负荷的影响降至最小。

4) 电磁力

电磁力对绝对重力测量的影响可以根据其物理性质来分别讨论。首先, 如果制作落体时采用了磁性材料, 磁场效应将引起较大的重力测量偏差, 因此现有绝对重力仪中落体的零部件一般均采用非磁性材料来制作, 此时由外界磁场对落体的吸引和排斥非常小, 该项测量偏差可以忽略不计。其次, 制作落体的材料主要为各类金属, 均属于导电材料, 因此在磁场环境下落体的自由下落将产生涡流效应, 形成

与运动方向相反的阻力。构成该磁场环境的磁场源包括真空腔外的电机、离子泵中的磁铁等, 形成的磁场在落体的实际运动范围内通常与地磁场在同一量级, 所以目前主要的激光干涉式绝对重力仪在评估时通常忽略该项不确定度。然后, 主要由金属材料构成的真空腔外壳将在落体外形成法拉第笼, 使得真空腔外的电场不会对落体产生静电力, 真空腔内也没有电场。最后, 在自由落体式绝对重力仪中, 只要采用同种材料制作落体与托盘上相互接触的部位(如前所述, 托盘是带动落体上升至释放点并承接下落后的落体的传动部件), 就可以保证两者之间几乎不存在接触电压, 因此相应的静电力也可以忽略不计。

5) 极移

地球的自转轴方向在最大惯性轴附近几米范围内进行周期性的运动, 从而导致的最大重力值变化可达 $13 \mu\text{Gal}$ 。极移包含两个频率分量, 周期分别为 12 个月和 14 个月, 前者主要来源于地球作为一个刚体在大气环流影响下的受迫摆动, 后者相当于地球作为一个弹性体的自由摆动^[23-24]。重力测量的极移修正公式(单位: $\text{nm} \cdot \text{s}^{-2}$)由国际绝对重力基准网的绝对观测数据处理标准给出。

$$\Delta g = -1.164\omega^2 a 2\sin\varphi \cos\varphi (x_p \cos\lambda - y_p \sin\lambda), \quad (15)$$

式中: ω 为地球自转角速度(单位: rad/s); $a = 6378136.6(1)$ 为水准椭球半长轴; φ 和 λ 分别为地理纬度和地理经度(单位: rad); x_p 和 y_p 是极坐标(单位: rad), 由国际地球自转服务(IERS)网站提供^[25]。该项改正一般用于计算重力测值的修正值, 引入的测量不确定度很小, 可取为 $0.1 \mu\text{Gal}$ 以内。

6) 科里奥利力

受地球自转的影响, 如果落体的速度在自由下落的过程中具有东西方向的水平度分量, 则落体受到的科里奥利力会有垂直方向上的分量, 由此引起的重力测量偏差为

$$\Delta g = 2\Omega_N v_{EW} \cos\varphi = \frac{14.5 \mu\text{Gal}}{\text{mm} \cdot \text{s}^{-1}} v_{EW} \cos\varphi, \quad (16)$$

式中: Ω_N 为地球的标称角速度; v_{EW} 为落体速度在水平面东西方向上的分量; φ 为重力测点的地理纬度。该项引起的测量不确定度一般约为 $0.3 \mu\text{Gal}$ 。

3 原子干涉绝对重力仪

3.1 基本原理

原子干涉绝对重力仪基于冷原子物质波干涉原

理,利用激光脉冲作用到冷原子团,通过双光子受激拉曼跃迁或多光子布拉格衍射过程^[26-27],实现原子波包的分束合束操作,完成原子干涉过程。本文以受激拉曼跃迁过程为例,如图 8(a)所示,原子具有三能级结构,基态能级分别为 $|g_1\rangle$ 和 $|g_2\rangle$,对应碱金属原子基态超精细结构,激发态能级为 $|e\rangle$ 。两束激光相向传播,波矢量分别为 k_1 、 k_2 ,频率分别为 ω_1 、 ω_2 ,频率差 $\omega_1 - \omega_2$ 对应基态能级超精细分裂,且分别与激发态跃迁频率失谐为 Δ ,一般为几百 MHz 至 GHz,称为拉曼激光。两束激光与原子作用,形成 Λ 结构。原子处于能态 $|g_1\rangle$,吸收图中第

一束激光的一个光子,并在第二束激光的受激辐射作用下,跃迁至能态 $|g_2\rangle$ 。根据动量守恒,原子受两束相向激光的光子反冲作用,产生动量变化 $\hbar(k_1 - k_2) \equiv \hbar k_{\text{eff}}$ 。该过程称为受激拉曼跃迁,通过调节拉曼激光作用时间,可以使原子在基态两个能级间产生 Rabi 振荡现象。因此,拉曼激光 $\pi/2$ 脉冲可以实现原子处于 50/50 相干叠加态, π 脉冲实现原子在 $|g_1\rangle$ 和 $|g_2\rangle$ 能级间转变。类比于光学干涉, $\pi/2$ 脉冲实现原子波包的分束合束作用, π 脉冲实现原子波包的能态反转作用。

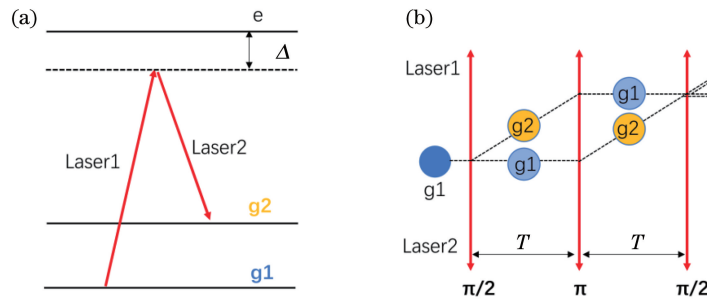


图 8 基本原理。(a)受激拉曼跃迁;(b)原子干涉示意图

Fig. 8 Basic principle. (a) Stimulated Raman transition; (b) schematic of atomic interference

原子干涉过程一般采用三个拉曼激光脉冲作用,如图 8(b)所示,分别为 $\pi/2$ 、 π 、 $\pi/2$,间隔时间为 T ,实现原子波包的分束、反转和合束作用。在动量反冲作用下,形成两条原子路径,处于不同的能态,合束后任意能态的原子均由两条路径上的原子叠加而成,实现原子的物质波干涉过程。该原子干涉结构可以类比于光学 Mach-Zehnder 干涉仪结构,图中横坐标为时间,分别对应原子自由落体的空间位置。干涉完成后,将一束探测光作用到下落的原子,通过原子的荧光信号测量处于 $|g_1\rangle$ 或 $|g_2\rangle$ 能态的原子数 N_1 或 N_2 。利用归一化测量方案,得到原子跃迁几率 $P = N_2 / (N_1 + N_2)$,一般可以表示为 $P = P_0 + C/2 \times \cos(\Delta\Phi)$,其中 C 表示对比度, $\Delta\Phi$ 表示干涉相位,代表原子波包经过两条干涉路径的相位差。

拉曼激光脉冲与原子作用时,两束激光的相位差将映射到原子物质波函数,则经过三个脉冲后,两条路径上原子波包的相位差为

$$\Delta\Phi = \Phi_1 - 2\Phi_2 + \Phi_3, \quad (17)$$

式中: Φ_i 表示第 i 个脉冲时刻激光相位差。另一方面,原子波包沿着两条路径自由演化的相位差,利用路径积分方法计算的结果为 0。因此原子干涉仪的相位即

$$\Delta\Phi = k_{\text{eff}} \cdot gT^2 - \alpha T^2, \quad (18)$$

式中: g 表示待测重力加速度; T 表示脉冲间隔时间; α 表示拉曼激光频率扫描速率,为了补偿原子下落过程的多普勒效应。因此,通过改变 α 值,可以改变干涉相位,得到原子干涉条纹。

原子干涉绝对重力仪可以通过拉曼脉冲作用到冷原子实现重力加速度的测量,整个系统的工作原理如图 9 所示。利用激光冷却原理,采用四束相向传播的红失谐激光和两对反亥姆霍兹线圈,可以实现二维磁光阱(2D MOT),将原子在二维方向上冷

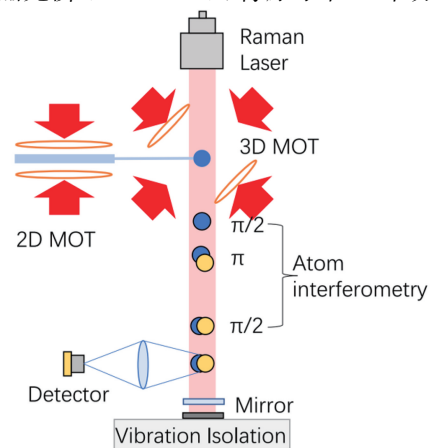


图 9 原子干涉绝对重力仪的工作原理示意图

Fig. 9 Schematic of working principle of atom interferometry absolute gravimeter

却形成冷原子束,并推送到三维磁光阱(3D MOT)区域。在 3D MOT 区,通过六束对射激光和一对线圈,实现原子的三维激光冷却和囚禁,进一步采用偏振梯度冷却方案^[28],可以实现原子温度达到 μK 量级,原子数目达到 10^8 量级,原子云团尺寸为 mm 量级。

按照原子运动的路径,可以将原子干涉绝对重力仪分为喷泉式和自由下落式两种类型。本文以自由下落式原子干涉绝对重力仪为例,如图 9 所示,将 3D MOT 关闭,冷原子团自由下落,先采用微波脉冲或拉曼脉冲将原子制备到基态磁不敏感能级上,再利用三个拉曼脉冲相继作用到冷原子团,间隔时间为 T ,实现原子波包的分束、反转和合束操作,完成原子干涉过程。在探测区,利用探测激光和荧光收集装置,实现原子布居数的探测。在原子干涉过程,需要扫描拉曼激光频率,补偿原子下落运动产生的多普勒效应。改变拉曼激光频率扫描速率,探测原子跃迁几率,即可以得到图 10 所示的原子干涉条纹,进一步处理得到重力加速度的测量值。如图 10 所示^[29],图中数据点为 $T = 80 \text{ ms}$ 时,连续改变 α 值,测量原子归一化跃迁几率,得到典型的原子干涉条纹。图中对比度可以达到 0.45。改变脉冲间隔时间 T ,可以得到相交于一点的多组干涉条纹,交点处对应干涉仪相位为 0,由此可以得到重力加速度数值 $g = \alpha / |k_{\text{eff}}|$ 。

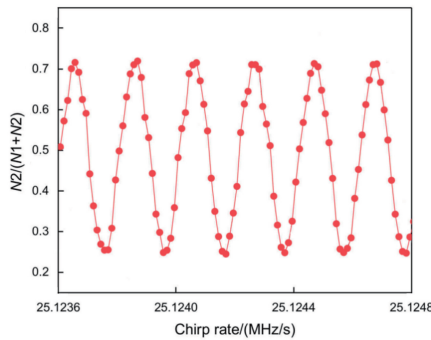


图 10 原子干涉条纹^[29]

Fig. 10 Atomic interference fringes^[29]

3.2 技术实现

原子干涉绝对重力仪按照功能可以分为真空物理系统、光学系统、控制系统和隔振等部分^[30]。真空物理系统用于制备冷原子样品,激光系统用于实现激光冷却、原子干涉操控和探测等,控制系统用于完成原子干涉绝对重力仪整机工作流程,隔振及其他辅助部件用于实现系统稳定工作。各部分的组成和要求如图 11 所示。

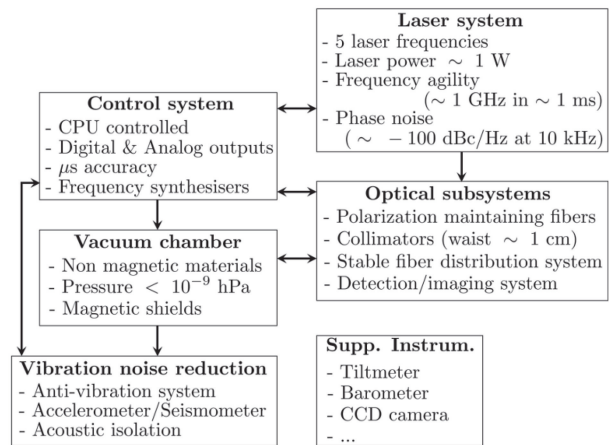


图 11 原子干涉绝对重力仪系统结构框图^[30]

Fig. 11 System structure diagram of atom interferometry absolute gravimeter^[30]

3.2.1 真空物理系统

原子干涉绝对重力仪的真空物理系统包括真空腔、磁屏蔽、磁场线圈等部分。图 12 所示为中国计量科学研究院研制的 NIM-AGRb-1 型原子干涉绝对重力仪的真空物理系统。该系统为自由下落式,整个系统高度约为 1.4 m,底部为支撑平台和隔振,上部为磁屏蔽及内部的真空腔等,中间位置安装转盘结构,可实现上部分水平面内 180° 旋转。磁屏蔽采用两层坡莫合金,实现内部剩余磁场小于 100 nT。真空腔由纯钛材料加工而成,包括 2D MOT、3D MOT、自由落体区、探测区等部分,真空由离子泵和吸气剂泵维持,压强为 $5 \times 10^{-8} \text{ Pa}$ 。真空腔安装玻璃窗口,用于安装激光准直器、微波馈入、CCD、荧光探测等,其中上下窗口用于实现拉曼

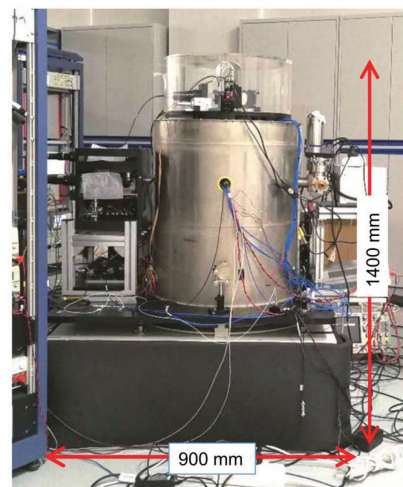


图 12 NIM-AGRb-1 型原子干涉绝对重力仪的真空系统^[29]

Fig. 12 Vacuum system of NIM-AGRb-1 atom interferometry absolute gravimeter^[29]

激光入射,窗口片的平面度达到峰峰值 $\lambda/20$ 。真空腔外部安装有多组磁场线圈,分别用于磁光阱的梯度磁场产生和均匀静态磁场产生。底部隔振为被动隔振平台,并在其顶部安装波片和反射镜,用于实现拉曼激光的反射。

自由下落式原子干涉绝对重力仪真空物理系统结构紧凑,容易实现小型化^[31-32]。喷泉式原子干涉绝对重力仪的真空物理部分稍有不同,原子干涉区位于磁光阱的上部,可以实现更长的拉曼脉冲间隔时间 T ,提高重力测量灵敏度^[33-34]。

法国巴黎天文台提出一种简化真空物理系统的方案,采用金字塔形状的角锥反射镜,放置于真空系统中,可以实现单束激光制备冷原子、拉曼干涉和探测等过程,省去多个真空窗口,增强真空系统的稳定性^[35]。法国 MuQuans 公司采用了这种方案,研制实现商品原子干涉绝对重力仪^[36]。美国加州理工学院伯克利分校 Müller 小组也采用了类似的方案,

有利于实现可移动型原子干涉绝对重力仪^[37]。

3.2.2 光学系统

原子干涉绝对重力仪所需激光一般由单台或多台半导体激光器产生,以铷原子为例,对应的激光波长为 780 nm,需要 5 种以上的频率,分别为冷却激光、重泵激光、探测激光、拉曼主激光、拉曼从激光等。通常采用饱和吸收谱或调制转移谱等方案,稳定参考激光频率,再通过声光调制器移频产生各种频率的激光。拉曼激光可以采用电光调制器或光学锁相实现。

图 13 为 NIM-AGRb-1 型原子干涉绝对重力仪光学系统方案示意图,采用两台半导体激光器,一台激光器通过饱和吸收谱稳定频率,并通过声光调制器移频产生探测激光、冷却激光等,另一台激光器与第一台激光相位锁定,并通过声光调制器移频产生拉曼激光和重泵激光。最后各路激光通过光纤传递到真空物理系统的窗口。

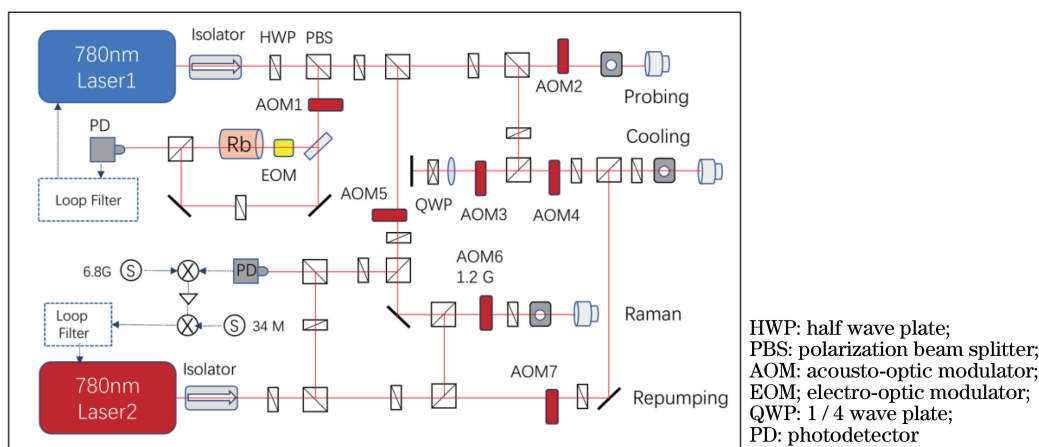


图 13 NIM-AGRb-1 型原子干涉绝对重力仪的光学系统示意图

Fig. 13 Schematic of optical system of NIM-AGRb-1 atom interferometry absolute gravimeter

近年来,各研究单位相继开展了小型化光学系统的研制^[38-42]。法国航天局采用一台窄线宽 1560 nm 光纤激光器,经过相位调制(1 GHz)后利用周期极化铌酸锂晶体(PPLN)倍频产生 780 nm 激光,通过一级边带的倍频激光锁定到⁸⁵Rb 饱和吸收谱线上,而载波的倍频光可用于产生冷却激光和探测激光,再利用另一个相位调制器(6.5 GHz),一级边带倍频产生重泵激光,如图 14 所示。在原子干涉过程中,可以通过调节相位调制器的频率,产生两束频差为 6.8 GHz 的拉曼激光^[43]。该系统光路简单,容易集成,稳定性更好。

3.2.3 隔振

振动噪声会通过拉曼激光反射镜影响激光与原子相互作用时的相位,引起原子干涉相位的变化,是

原子干涉绝对重力仪最重要的噪声来源之一。常用的隔振方案包括被动隔振装置、主动隔振装置、数据修正等。NIM-AGRb-1 型原子干涉绝对重力仪采用基于 LaCoste 弹簧的被动隔振装置,时间常数达到 20 s 以上,具有结构简单,维护方便等优点^[44]。美国斯坦福大学^[45]、德国洪堡大学^[46]、中国科学院精密测量科学与技术创新研究院(APM)^[47]、华中科技大学(HUST)^[48]等单位采用主动隔振方案,一般通过被动隔振平台上放置测振计测量剩余振动噪声,并通过滤波环路反馈到执行元件,实现振动噪声的主动伺服抑制。该方案可以将低频噪声(1~10 Hz)降低 1 个量级左右,效果良好。法国巴黎天文台^[49]、浙江工业大学(ZJUT)^[50]等单位采用了数据修正的方案,利用测振计或加速度计直接测量平

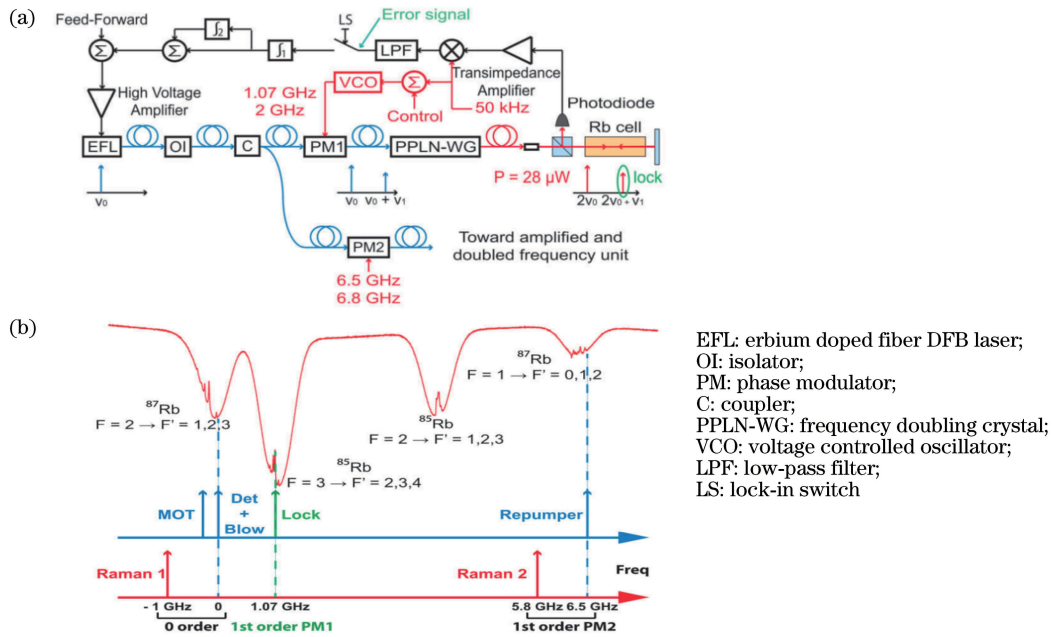


图 14 小型光学系统示意图。(a)法国航天局小组研制的小型光学系统示意图^[39]；(b)激光频率分布
Fig. 14 Schematic of a small optical system. (a) Schematic of a small optical system developed by the French space agency group^[39]；(b) laser frequency distribution

台剩余振动噪声,经过数据处理后直接用于原子干涉相位的修正,通过软件方式降低振动噪声对重力测量的影响。

3.3 重力测量性能评估

3.3.1 测量灵敏度

原子干涉绝对重力仪可用于长期连续测量重力,如图 15 所示,NIM-AGRb-1 型原子干涉绝对重力仪可以实现长达 500 h 的不间断连续重力测量,单次测量 1 s,每个数据点为 3 min 测量数据的平均值,描绘出 20 天的固体潮曲线。图 15(b)为实验数

据与固体潮理论值的差值,峰峰值小于 20 μGal 。利用该差值数据可以得到阿伦方差,如图 16 所示,方形点为 NIM-AGRb-1 型原子干涉绝对重力仪不同积分时间的阿伦方差,该数据点拟合直线的斜率为 44 $\mu\text{Gal}/\text{Hz}^{1/2}$,一般称为重力测量灵敏度。当积分时间达到 30000 s 时,阿伦方差接近 0.2 μGal ,表明该原子干涉绝对重力仪具有良好的长期稳定性。作为对比,圆点为同址测量的 FG5X-249 型商品光学重力仪的数据,可以看出原子干涉绝对重力仪的测量灵敏度和长期稳定性已优于光学重力仪。

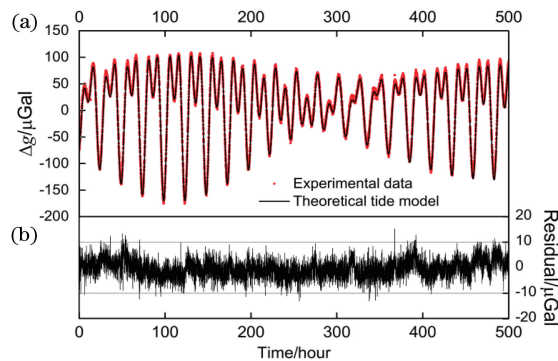


图 15 长期连续测量数据。(a) NIM-AGRb-1 原子干涉绝对重力仪长期重力测量数据；(b)实验数据与理论差值^[28]
Fig. 15 Long term gravity measurement data. (a) Long term gravity measurement data of NIM-AGRb-1 atom interferometry absolute gravimeter；(b) experimental data and theoretical difference^[28]

影响原子干涉绝对重力仪测量灵敏度的因素包括振动噪声、拉曼激光的频率、相位和强度噪声、探

测噪声等^[49]。表 1 所示为国内外部分研究小组的原子重力仪灵敏度对比。法国巴黎天文台 SYRTE

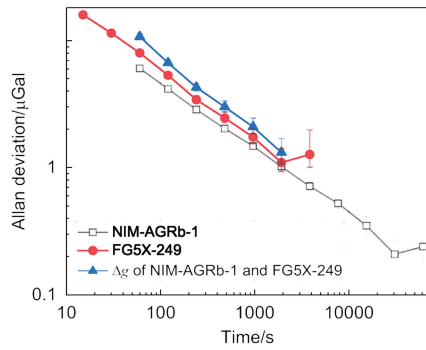


图 16 NIM-AGRb-1 重力测量数据的阿伦方差^[28]

Fig. 16 Allan variance of NIM-AGRb-1 gravity measurement data^[28]

实验室研制的自由下落式原子干涉绝对重力仪,脉冲间隔时间只有 80 ms,灵敏度达到 $5.7 \mu\text{Gal}/\text{Hz}^{1/2[51]}$ 。德国洪堡大学研制的可移动式原子干涉绝对重力仪的灵敏度达到 $9.6 \mu\text{Gal}/\text{Hz}^{1/2}$,而长期稳定度达到 $0.05 \mu\text{Gal}^{[34]}$ 。美国加州理工学院伯克利分校研制的可移动原子重力仪灵敏度为 $37 \mu\text{Gal}/\text{Hz}^{1/2}$,长期稳定度优于 $2 \mu\text{Gal}^{[37]}$ 。华中科技大学研制的喷泉式原子干涉绝对重力仪在解决包括振动噪声在内的各种噪声影响后,将重力测量灵敏度提高到 $4.2 \mu\text{Gal}/\text{Hz}^{1/2[33]}$ 。中国科学院精密测量科学与技术创新研究院研制的新一代喷泉式原子干涉绝对重力仪,测量灵敏度为 $28 \mu\text{Gal}/\text{Hz}^{1/2}$,长期稳定度达到 $0.7 \mu\text{Gal}^{[41]}$ 。浙江工业大学研制的小型原子干涉绝对重力仪,没有采用隔振平台,测量灵敏度为 $300 \mu\text{Gal}/\text{Hz}^{1/2[31]}$ 。

表 2 NIM-AGRb-1 系统误差评估表^[28]

Table 2 NIM-AGRb-1 system error evaluation table^[28]

Gravimeter	Systematic effect	Bias / μGal	Uncertainty / μGal
NIM-AGRb-1	k_{eff} independent	0.0	0.5
	Self gravity	3.3	0.1
	Two-photon light shift	-4.2	0.9
	Detection	-19.7	0.6
	Coriolis	-0.3	0.2
	Wavefront	1.3	5.0
	Laser frequency	1.0	0.3
	Microwave frequency	0.0	0.1
	Verticality	0.0	0.2
	Total		-18.6

波前畸变效应来源于拉曼激光受到光学元件的影响,波前并非完美的平面,与原子团作用时引起重力测量值的偏移。为了评估该效应引起的系统误差,可以通过改变原子温度^[52]或选择不同运动轨迹的原子^[53],不确定度一般为 $3\sim 4 \mu\text{Gal}$ 量级。2018

表 1 国内外部分研究小组的原子重力仪灵敏度

Table 1 Sensitivity of atomic gravimeters of some research groups at home and abroad

Institution	Sensitivity /($\mu\text{Gal} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$)
SYRTE	5.7
Humboldt University	9.6
Berkeley	37
HUST	4.2
APM	28
ZJUT	300
NIM	44

3.3.2 系统误差评估

原子干涉绝对重力仪的另一个重要参数是准确度,各种物理因素会导致重力测量绝对值的偏移,因此需要进行系统误差评估和不确定度分析。一般将系统误差分为两类,一类与拉曼激光的波矢方向无关,包括二阶塞曼效应、单光子相移、射频相移等,可以通过改变波矢方向降低影响;另一类与波矢方向有关,包括双光子相移、自引力效应、科里奥利力效应、拉曼激光垂直偏差、激光波长偏差、波前畸变等效应,需要进行理论或实验研究。此外,还需要考虑各种环境因素,如气压变化、极移等效应。表 2 给出 NIM-AGRb-1 型原子干涉绝对重力仪系统误差评估项,包括上述波矢无关项,以及波矢有关的双光子相移等效应,其中影响较大的是科里奥利力效应、探测、双光子相移、自引力效应、波前畸变效应等,总的偏移量为 $-18.6 \mu\text{Gal}$,评估不确定度为 $5.2 \mu\text{Gal}$,其中不确定度最大项为波前畸变效应。

年,法国巴黎天文台小组报道采用偶极阱蒸发冷却实现原子温度冷却至 $50 \mu\text{K}$,通过改变原子温度,测量重力加速度数值,外推至原子温度为 0,评估正常原子温度的偏移,实现波前畸变效应不确定度降至 $1.3 \mu\text{Gal}^{[52]}$ 。采用该方案,有望将原子干涉绝对重

力仪的准确度进一步提高。

4 结束语

目前,激光干涉绝对重力仪还是主流应用的仪器类型,占据着全球大部分市场份额。激光干涉绝对重力仪测量结果的合成标准不确定度最优达到 $1.8 \mu\text{Gal}$,相关的不确定度分析表明,这一水平已逼近测量极限精度。未来,激光干涉绝对重力仪将向着进一步提高其可靠性,并扩展其在海洋、航空、卫星等多领域多平台的应用发展。原子干涉绝对重力仪是一种基于冷原子物质波干涉原理的新型绝对重力仪,具有准确度高、稳定度好、测量速度快、无机械磨损等特点,是绝对重力测量非常有潜力的技术方案和发展方向,其标准不确定度已经接近激光干涉绝对重力仪,随着波前畸变效应评估水平的提高,有望进一步降低至 $1 \mu\text{Gal}$ 水平。自 2009 年开始,原子干涉绝对重力仪连续参与了绝对重力仪国际比对,特别是 2017 年在北京由中国计量科学研究院主办的第 10 届绝对重力仪国际比对中,来自国内 6 家单位研制的原子干涉绝对重力仪参加了研究比对,实现了与激光干涉绝对重力仪的相互验证^[54]。近年来,可移动型原子干涉绝对重力仪发展迅速,实现了船载和机载的重力测量实验^[55-56],国外多家公司已实现商品化,这些进展为原子干涉绝对重力仪向着地球物理、资源勘探、地震监测、惯性导航、国防军事等领域的应用奠定基础。最后,不论是激光干涉绝对重力仪还是原子干涉绝对重力仪,其发展都离不开激光器的发展,也离不开激光干涉、激光稳频、激光调控、激光冷却等激光技术的发展。应该说,激光技术六十多年的发展进步,为绝对重力仪的技术发展奠定了基础,提供了机遇。

致谢 本文参考了中国计量科学研究院时间频率计量科学研究所光学重力组和原子重力组的工作,本文的撰写得到了庄伟博士和冯金扬博士的大力帮助,一并表示感谢。

参 考 文 献

- [1] Peck E R. Theory of the corner-cube interferometer [J]. *Journal of the Optical Society of America*, 1948, 38(12): 1015-1024.
- [2] Klopping F. FG5X absolute gravimeter user's manual [EB/OL]. (2015-10-26) [2020-07-24]. <http://microglacoste.com/wp-content/uploads/2018/01/FG5X-Manual-115060001.pdf>.
- [3] Zumberge M A, Rinker R L, Faller J E, et al. A portable apparatus for absolute measurements of the earth's gravity [J]. *Metrologia*, 1982, 18(3): 145-152.
- [4] Rinker R L. Super spring- a new type of low frequency vibration isolator [D]. Boulder: University of Colorado at Boulder, 1983.
- [5] Niebauer T M, Sasagawa G S, Faller J E, et al. A new generation of absolute gravimeters [J]. *Metrologia*, 1995, 32(3): 159-180.
- [6] Klopping F. FG5X absolute gravity meters [EB/OL]. (2014-12-01) [2020-07-24]. <http://microglacoste.com/product/fg5-X-absolute-gravimeter/>.
- [7] Berrino G. Combined gravimetry in the observation of volcanic processes in Southern Italy [J]. *Journal of Geodynamics*, 2000, 30(3): 371-388.
- [8] D'Agostino G, Desogus S, Germak A, et al. The new IMGC-02 transportable absolute gravimeter: measurement apparatus and applications in geophysics and volcanology [J]. *Annals of Geophysics*, 2008, 51:39-49.
- [9] Faller J E, Vitouchkine A L. A new small cam-driven absolute gravimeter [J]. *International Association of Geodesy Symposia*, 2005, 129: 276-279.
- [10] Feng Y Y, Zhang G Y, Li D X, et al. A transportable absolute gravimeter for determining the acceleration due to the earth's gravity [J]. *Metrologia*, 1982, 18(3): 139-143.
- [11] Boulanger Y, Faller J, Groten E, et al. Results of the second international comparison of absolute gravimeters in Sevres 1985 [J]. *Bulletin D' Information-Bureau Gravimétrique International*, 1986, 59: 89-103.
- [12] Sakuma A. An industrialized absolute gravimeter: type GA-60-A description of the instrument and its trial use in the French Gravity Net [J]. *Bulletin D' Information du BGI*, 1983, 53:114-118.
- [13] Tsubokawa T, Svitlov S. New method of digital fringe signal processing in an absolute gravimeter [J]. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 1999, 48(2): 488-491.
- [14] Vitushkin L F, Orlov O A. Absolute ballistic gravimeter ABG-VNIIM-1 by D.I. Mendeleev research institute for metrology [J]. *Gyroscopy and Navigation*, 2014, 5(4): 283-287.
- [15] Rothleitner C. Ultra-high precision, absolute, earth gravity measurements [D]. Erlangen: University of Erlangen-Nuremberg, 2008.
- [16] Kennard E H. Kinetic theory of gases, with an introduction to statistical mechanics [M]. New York: McGraw-Hill, 1938.

- [17] D'Agostino G, Desogus S, Germak A, et al. The assessment of the measurement error due to a non-vertical laser beam path in absolute gravimeters [C] // *Cahier du Centre Europeen de Geodynamique et de Séismologie*, 2006:26.
- [18] van Westrum D, Niebauer T M. The diffraction correction for absolute gravimeters [J]. *Metrologia*, 2003, 40(5): 258-263.
- [19] Kuroda K, Mio N. Correction to interferometric measurements of absolute gravity arising from the finite speed of light[J]. *Metrologia*, 1991, 28(2):75-78.
- [20] Nagorny V D, Zanimonskiy Y M, Zanimonskiy Y Y. Correction due to the finite speed of light in absolute gravimeters[J]. *Metrologia*, 2011, 48(3): 101-113.
- [21] Niebauer T M, Billson R, Schiel A, et al. The self-attraction correction for the FG5X absolute gravity meter[J]. *Metrologia*, 2013, 50(1): 1-8.
- [22] Svetlov S M. An absolute gravimeter and vibration disturbances: a frequency responses method [J]. Springer Berlin Heidelberg, 1997: 47-54.
- [23] Wahr J M. Deformation induced by polar motion[J]. *Journal of Geophysical Research Atmospheres*, 1985, 90(B11): 9363-9368.
- [24] Chandler S C. On the variation of latitude, I[J]. *The Astronomical Journal*, 1891, 11: 59-61.
- [25] McCarthy D D, Petit G. IERS conventions (2003) [R]. Frankfurt am Main: IERS, 2004.
- [26] Kasevich M, Chu S. Atomic interferometry using stimulated Raman transitions [J]. *Physical Review Letters*, 1991, 67(2): 181-184.
- [27] Giltner D M, McGowan R W, Lee S A. Atom interferometer based on Bragg scattering from standing light waves[J]. *Physical Review Letters*, 1995, 75(14): 2638-2641.
- [28] Dalibard J, Cohen-Tannoudji C. Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1989, 6(11): 2023-2045.
- [29] Wang S K, Zhao Y, Zhuang W, et al. Shift evaluation of the atomic gravimeter NIM-AGRb-1 and its comparison with FG5X [J]. *Metrologia*, 2018, 55(3): 360-365.
- [30] Geiger R, Landragin A, Merlet S, et al. High-accuracy inertial measurements with cold-atom sensors [J]. *AVS Quantum Science*, 2020, 2(2): 024702.
- [31] Fu Z J, Wu B, Cheng B, et al. A new type of compact gravimeter for long-term absolute gravity monitoring[J]. *Metrologia*, 2019, 56(2): 025001.
- [32] Bidel Y, Carraz O, Charrière R, et al. Compact cold atom gravimeter for field applications [J]. *Applied Physics Letters*, 2013, 102(14): 144107.
- [33] Hu Z K, Sun B L, Duan X C, et al. Demonstration of an ultrahigh-sensitivity atom-interferometry absolute gravimeter [J]. *Physical Review A*, 2013, 88(4): 043610.
- [34] Freier C, Hauth M, Schkolnik V, et al. Mobile quantum gravity sensor with unprecedented stability [J]. *Journal of Physics: Conference Series*, 2016, 723: 012050.
- [35] Bodart Q, Merlet S, Malossi N, et al. A cold atom pyramidal gravimeter with a single laser beam [J]. *Applied Physics Letters*, 2010, 96(13): 134101.
- [36] Ménoret V, Vermeulen P, Le Moigne N, et al. Gravity measurements below 10^{-9} g with a transportable absolute quantum gravimeter [J]. *Scientific Reports*, 2018, 8: 12300.
- [37] Wu X J, Pagel Z, Malek B S, et al. Gravity surveys using a mobile atom interferometer [J]. *Science Advances*, 2019, 5(9): eaax0800.
- [38] Schmidt M, Prevedelli M, Giorgini A, et al. A portable laser system for high-precision atom interferometry experiments [J]. *Applied Physics B*, 2011, 102(1): 11-18.
- [39] Theron F, Carraz O, Renon G, et al. Narrow linewidth single laser source system for onboard atom interferometry [J]. *Applied Physics B*, 2015, 118(1): 1-5.
- [40] Wang Q Y, Wang Z Y, Fu Z J, et al. A compact laser system for the cold atom gravimeter [J]. *Optics Communications*, 2016, 358: 82-87.
- [41] Zhang X W, Zhong J Q, Tang B, et al. Compact portable laser system for mobile cold atom gravimeters [J]. *Applied Optics*, 2018, 57(22): 6545-6551.
- [42] Zi F, Zhang X, Huang M, et al. A compact atom interferometer for field gravity measurements [J]. *Laser Physics*, 2019, 29(3): 035504.
- [43] Caldani R, Merlet S, Pereira dos Santos F, et al. A prototype industrial laser system for cold atom inertial sensing in space [J]. *The European Physical Journal D*, 2019, 73(12): 248-256.
- [44] Li G, Hu H, Wu K, et al. Ultra-low frequency vertical vibration isolator based on LaCoste spring linkage [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2014, 85(10): 104502.
- [45] Hensley J M, Peters A, Chu S. Active low frequency vertical vibration isolation [J]. *Review of Scientific Instruments*, 1999, 70(6): 2735-2741.
- [46] Hauth M, Freier C, Schkolnik V, et al. First gravity measurements using the mobile atom interferometer GAIN [J]. *Applied Physics B*, 2013, 113: 49-55.
- [47] Tang B, Zhou L, Xiong Z Y, et al. A programmable

- broadband low frequency active vibration isolation system for atom interferometry[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2014, 85(9): 093109.
- [48] Zhou M K, Xiong X, Chen L L, et al. Note: a three-dimension active vibration isolator for precision atom gravimeters[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2015, 86(4): 046108.
- [49] le Gouet J, Mehlstäubler T E, Kim J, et al. Limits to the sensitivity of a low noise compact atomic gravimeter[J]. *Applied Physics B*, 2008, 92(2): 133-144.
- [50] Fu Z J, Wang Q Y, Wang Z Y, et al. Participation in the absolute gravity comparison with a compact cold atom gravimeter[J]. *Chinese Optics Letters*, 2019, 17(1): 011204.
- [51] Gillot P, Francis O, Landragin A, et al. Stability comparison of two absolute gravimeters: optical versus atomic interferometers[J]. *Physics*, 2014, 51(5): L9-L11.
- [52] Karcher R, Imanaliev A, Merlet S, et al. Improving the accuracy of atom interferometers with ultracold sources[J]. *New Journal of Physics*, 2018, 20(11): 113041.
- [53] Zhou M K, Luo Q, Chen L L, et al. Observing the effect of wave-front aberrations in an atom interferometer by modulating the diameter of Raman beams[J]. *Physical Review A*, 2016, 93:043610.
- [54] Wu S Q, Feng J Y, Li C J, et al. The results of CCM.G-K2. 2017 key comparison[J]. *Metrologia*, 2020, 57(1A):07002.
- [55] Bidel Y, Zahzam N, Blanchard C, et al. Absolute marine gravimetry with matter-wave interferometry[J]. *Nature Communications*, 2018, 9: 627.
- [56] Bidel Y, Zahzam N, Bresson A, et al. Absolute airborne gravimetry with a cold atom sensor[J]. *Journal of Geodesy*, 2020, 94(2): 20.