

激光冷却和操控原子:原理与应用

庄伟,李天初

中国计量科学研究院,北京 100029

摘要 利用激光进行冷却和囚禁原子,可降低原子热运动速度、实现原子的量子操控,在精密测量等领域具有重要应用。本文概述了激光冷却和囚禁原子技术的发展历程及其基本原理,综述了该技术在玻色-爱因斯坦凝聚、原子钟和原子干涉仪等领域的应用。

关键词 激光冷却和囚禁;玻色-爱因斯坦凝聚;原子钟;原子干涉仪

原子物理学是现代物理学的重要分支,不仅孕育了量子力学的诞生,加深了人们对于微观世界的认识,还直接推动了20世纪至今全世界的科学技术发展,促进了人类社会的进步。在精密测量、原子光谱等研究领域,原子的热运动总会带来不利影响,因此得到相对“静止不动”的原子状态是研究人员的终极追求之一。经典的冷却方法,导致原子从相互作用较小的气体过渡到相互作用较强的液体或固体,偏离自由状态,不利于对原子的操控和测量。激光冷却和囚禁原子的特点是降低原子热运动速度的同时,保持原子处于相互作用很小的自由状态,开启了原子操控的新天地。

1 激光冷却和囚禁原子的发展历程

激光冷却和囚禁原子来源于光场对原子的机械作用力。这种作用力早在开普勒和牛顿时代就有直观的认识,彗尾背向太阳的现象即是太阳光对彗星物质机械作用力的结果。然而,光的机械作用力十分微弱,直到20世纪初,Lebedev、Nichols和Hull才分别在实验中观察到光对宏观物体的机械作用^[1-2]。1933年,Frisch利用谱灯实现钠原子束偏转^[3],首次展示了光对原子的作

用力。20世纪60年代后,随着激光的发明和广泛应用,利用激光束操控原子取得了突破性发展。Letokhov和Ashkin等提出用激光囚禁、操控原子^[4-6],并得到初步实验验证^[7]。1975年,美国斯坦福大学Hänsch与Schawlow提出利用对射激光束对原子进行多普勒冷却方案^[8]。这些前期研究为激光冷却和囚禁原子的发展奠定了基础。

激光冷却原子最初在原子束上得以实现。1982年,美国国家标准和技术研究所(NIST)的Phillips报道了方向与原子束对射、频率相对原子谐振红移的激光多普勒冷却实验,将钠原子的热运动速度降低到原来的4%(平均速度40 m/s,速度分布10 m/s),即原子温度冷却至70 mK(对应速度分布)^[9-10]。1985年,Phillips和Hall研究组分别利用空间变化磁场^[11]和频率扫描^[12]的方法实现了将原子束减速,直至原子静止,原子温度分别为100 mK和50 mK,原子密度分别为 10^5 cm^{-3} 和 10^6 cm^{-3} 。在此基础上,Phillips研究组利用2个环形线圈搭建静磁阱实现了冷钠原子囚禁^[13],囚禁时间达到0.83 s,不过这种静磁阱并没有冷却原子的功能,钠原子需要预先冷却后注入静磁阱。

1985年,美国贝尔实验室的朱棣文研究组报道实

收稿日期:2017-02-21;修回日期:2018-01-11

基金项目:国家重点研发计划项目(2016YFF0200200);国家自然科学基金青年基金项目(11704361)

作者简介:庄伟,副研究员,研究方向为冷原子干涉重力测量,电子信箱:zhuangwei@nim.ac.cn;李天初(通信作者),中国工程院院士,研究员,研究方向为冷原子喷泉原子钟,电子信箱:litch@nim.ac.cn

引用格式:庄伟,李天初. 激光冷却和操控原子:原理与应用[J]. 科技导报, 2018, 36(5): 28-38; doi: 10.3981/j.issn.1000-7857.2018.05.004

现了一种新的激光冷却方法,称为“光学阻尼”(optical molasses)^[14]。将6束激光作用于已经预冷却的钠原子团,利用多普勒冷却机制将钠原子进一步冷却至多普勒极限温度 240 μK ,将原子温度降低2个数量级,原子的密度 10^6 cm^{-3} ,引起广泛关注。光学阻尼没有恢复力作用,因此无法实现原子囚禁。此后,他们进一步研究利用光偶极阱实现原子囚禁。1986年,他们报道利用一束高功率聚焦激光囚禁了500个左右的原子,原子密度提高到 $10^{11}\sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$,阱的寿命达到秒量级^[15]。1987年,他们与美国麻省理工学院 Pritchard 研究组合作实现了一种结合光学阻尼和梯度静磁场的阱,称为“磁光阱”(MOT)^[16]。MOT不仅实现了原子的多普勒冷却,还借助塞曼效应在梯度磁场中实现了光和原子的持续循环跃迁,产生恢复力,形成势阱,实现了原子的囚禁,囚禁原子数目达到 10^7 个,密度达到 10^{11} cm^{-3} ,原子温度达到 600 μK 。1990年,美国天体物理联合实验室(JILA) Wieman 研究组研制的 MOT 直接从铯蒸气背景中冷却和囚禁原子,与1987年报道的 MOT 装置相比,省去了原子束冷却装置,简化了实验系统^[17]。MOT 实现了激光直接冷却和囚禁原子,推动冷原子物理的发展和广泛应用。

1987年,Phillips 研究组利用光学阻尼将钠原子冷却到 43 μK ,远低于多普勒极限温度。他们使用3种不同测量方法,证明测得的温度无误^[18]。很快,其他研究组的实验也证实了这个结果。这种超乎预期的实验结果表明,原有的多普勒冷却理论已经不足以解释新的实验现象。随后,法国巴黎高等师范学院 Cohen-Tannodji 研究组^[19]和朱棣文研究组^[20]在理论分析中考虑了冷却激光的偏振梯度、原子的超精细结构、光频移和光抽运等效应,解释了这种突破多普勒极限的冷却机理,称为亚多普勒冷却或 Sisyphus 冷却。在亚多普勒冷却理论指导下,通过实验参数优化,原子冷却温度纪录不断被打破^[21-22],1990年,铯原子的温度冷却至 2.5 μK ^[23],接近光子反冲极限温度。

亚多普勒冷却理论的成功激发了冷却理论的进一步研究。Cohen-Tannodji 研究组提出一种突破光子反冲极限温度的方案,选择速度接近为0的原子进入“暗态”,不与冷却激光发生作用,避免光子反冲的影响,称为“速度选择相干布居囚禁”(VSCPT)^[24-25]。他们在实验上利用氦原子分别实现了一维^[24]、二维^[26]和三维 VSCPT^[27],获得远低于光子反冲的冷却温度^[28],1997年

报道的数据达到 5 nK^[29]。朱棣文研究组利用受激拉曼跃迁将原子的冷却温度降至低于单光子反冲极限温度^[30-32],1996年,Cohen-Tannodji 研究组也利用这种拉曼冷却方案将铯原子的一维温度冷却至 3 nK^[33]。

激光冷却与囚禁的研究经过了10多年的发展(图1),从提出最初理论方案到实验初步实现原子束的减速和光学阻尼,到实验冷却温度超越了多普勒冷却理论的预想,新的理论又推动了激光操控原子技术的进步,展示了科学发展的丰富多彩。1997年,瑞典皇家科学院把当年的诺贝尔物理学奖颁发给朱棣文^[34]、Cohen-Tannodji^[35]和 Phillips^[36],以表彰他们在激光冷却和囚禁原子方面所做的贡献。激光冷却与囚禁技术普及和应用,有力促进了相关研究领域的发展,例如玻色-爱因斯坦凝聚、冷原子钟、冷原子干涉仪等。

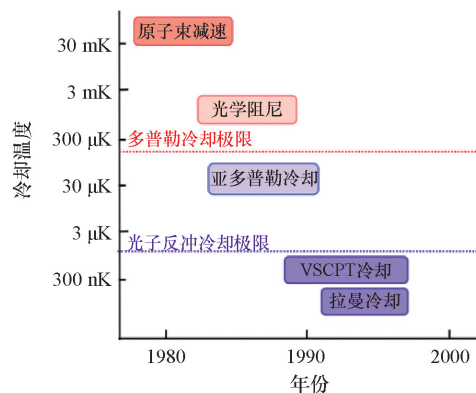


图1 激光冷却和囚禁原子的发展历程

Fig. 1 Historical progresses of laser cooling and trapping of atoms

2 激光操控原子的基本原理

2.1 散射力与偶极力

激光对原子的操控依赖于光对原子的机械作用^[37-39],这种作用源于光的电磁场性质,且与原子的内部和外部状态相关。图2用简化为一维的模型介绍基本原理。一个初速度为 v_0 的原子受到一束反向的近共振频率红移光照射,当光的频率红移与原子速度 v_0 产生的多普勒频移大小相等符号相反,光与原子跃迁频率共振,原子吸收1个光子(动量为 $\hbar k$)由基态跃迁至激发态,同时速度降低为 $v_0 - \hbar k/m$, m 为原子质量。处于激发态的原子在有限时间内发生自发辐射,回到基态,自发辐射光子的方向随机。回到基态的原子将再次与光作

用,形成循环跃迁。由于自发辐射光子的方向随机,原子 n 次(n 足够大)作用自发辐射的累积平均动量为0,而经历 n 次受激吸收,原子的速度变为 $v_0 - n\hbar k/m$,实现激光对原子的减速。

以钠原子为例,室温时初始速度为 10^5 cm/s, n 次作用原子的速度变化为 $3n$ cm/s,单次作用时间为 32 ns(与钠原子激发态的寿命有关),单次作用的加速度约为 10^5g (g 为重力加速度)。因此,理论上经过 1 ms时间,激光可使钠原子的速度降为0。

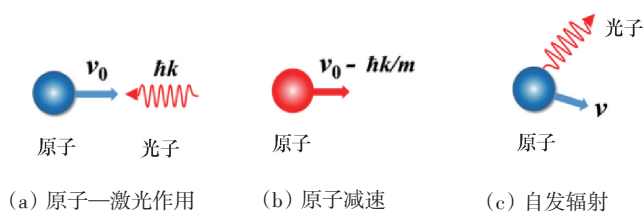


图2 激光对原子的散射力示意

Fig. 2 Schematic of laser scattering force on an atom

在上述过程中,光子通过不断被原子吸收和自发辐射,对应光子的散射过程或原子的自发辐射过程,产生作用于原子的机械作用力,称为散射力或自发辐射力。这种力的作用需要光频率接近原子的能级跃迁频率,才能产生和保持。光对原子的另一种作用力则不需要保持与原子近共振,称为偶极力。光场对原子的电磁作用产生感生电偶极子,若光的频率大于原子跃迁频率,光的强度越高,对应原子的势能越强,则原子受到指向弱场的梯度作用力;相反,若光的频率小于原子跃迁频率,则原子受到指向强场的作用力。散射力与偶极力构成了激光操控原子的基础,可以用来解释各种形式的激光冷却和囚禁方案。

2.2 塞曼减速

利用激光对原子的散射力可以实现对原子束减速。实验上可采用一束与原子跃迁频率负失谐的激光,反向照射原子束,按照图2所示的原理,可以降低原子束的速度。然而,原子速度降低后,多普勒频移与激光频率失谐不再相等,光对原子的减速作用无法持续,不能有效降低原子速度。

为提高原子束的减速效率,需要在减速过程中连续地补偿多普勒频移。采用的一种方案是连续扫描激光的频率,使激光与原子跃迁频率持续保持共振;另一种是保持激光的频率不变,利用磁场对原子塞曼效应,

改变原子的跃迁频率,称为塞曼减速^[9]。如图3所示,采用磁场线圈可以实现强度随空间变化的磁场,设计磁场分布曲线,使原子跃迁频率的变化与多普勒频移匹配,原子在行进过程中与激光持续作用,速度不断降低,实现激光减速过程。

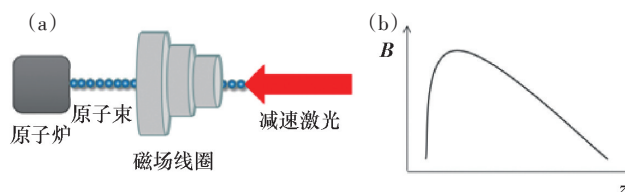


图3 原子束塞曼减速示意(a)和磁场分布曲线(b)

Fig. 3 Schematic of atomic beam slowing

2.3 光学阻尼与磁光阱

光学阻尼基于多普勒冷却的原理。图4表示一维多普勒冷却的原理,原子团处在两束频率相同的对射激光组成的一个驻波场内,激光频率相对原子跃迁频率红移,由于多普勒效应,原子在更大的概率上与反向传播的激光作用,导致减速,实现多普勒冷却的过程。

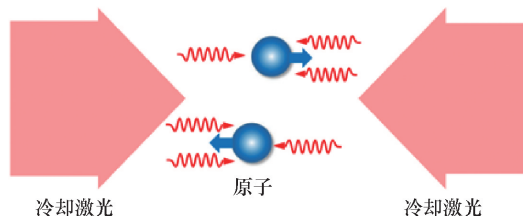


图4 多普勒冷却的一维示意

Fig. 4 Diagram of one dimension Doppler cooling

在实际情况下,多普勒冷却原子的速度不会降至绝对静止。因为减速是原子和光子交换动量的过程,原子因吸收反向的光子动量而减速,自发辐射光子时,又在光子的反方向得到一个反冲动量。尽管多次自发辐射最后的平均动量为0,但原子却一直在动量空间作无规行走,类似于“布朗运动”。冷却过程中原子速度起伏涨落,导致原子的加热。原子的最终温度决定于冷却与加热的平衡,即多普勒冷却温度极限,理论上一般在几百 μK 量级^[22,40]。

图5为钠原子光学阻尼的实验和结果^[14-15,34]。先利用一束反向激光作用至热原子束,将原子束中大部分钠原子的速度由 200 m/s降低至 20 m/s,然后关闭减速激光,让原子漂移到真空室中心的光学阻尼区(图5(b)^[34])。关闭光学阻尼,释放原子团一段时间,再次打

开光学阻尼,测量原子温度为 $240(+200, -60)\mu\text{K}$, 达到多普勒极限温度。

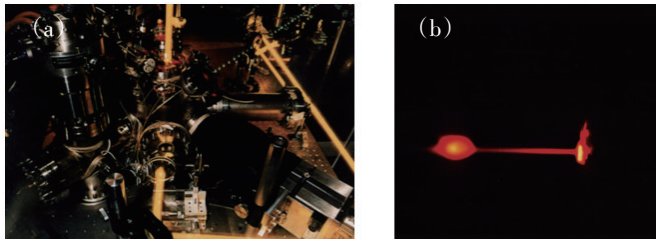


图5 光学阻尼的实验装置(a)和原子团成像(b)
Fig. 5 Experimental schematic of optical molasses (a) and image of cold atoms (b)

光学阻尼不是势阱,它对原子运动产生阻尼减速,不产生指向中心的恢复力,无法起到囚禁原子的作用。在光学阻尼上添加2个线圈(图6(b)),通以方向相反的电流,可在光学阻尼中心形成磁场强度为0的反亥姆霍兹磁场,就构成了磁光阱(MOT)。原子的磁子能级在磁场塞曼效应的作用下分裂(图6(a)),假定原子基态总角动量 $J=0$, 激发态 $J=1$, 含有 $m=0, \pm 1$ 这3个磁子能级,在中心处能级简并,沿水平坐标轴离开中心随磁场强度的增加而线性变化。沿 z 轴对射激光作用至原子,频率为 ω_l , 相对零磁场处原子共振频率的失谐为 δ_0 , 偏振分别为 σ^+, σ^- 。假定原子初始状态位于 $z_0 (z_0 > 0)$, 由跃迁选择定则 σ^+ 激光的失谐为 δ_+ , σ^- 激光的失谐为 δ_- , 在 $z_0 > 0$ 处 $\delta_- < \delta_+$, 原子更多地吸收 σ^- 光子,从而受到趋向于中心的负向力。同理,处于 $z_0 < 0$ 的原子更多地吸收 σ^+ 光子受到趋向中心的正向力。于是,所有原子都将受到指向坐标原点的辐射压力的作用。上述原理推广到三维,沿 x, y, z 方向受到向心作用力,即实现 MOT 中原子三维的激光冷却和势阱囚禁。

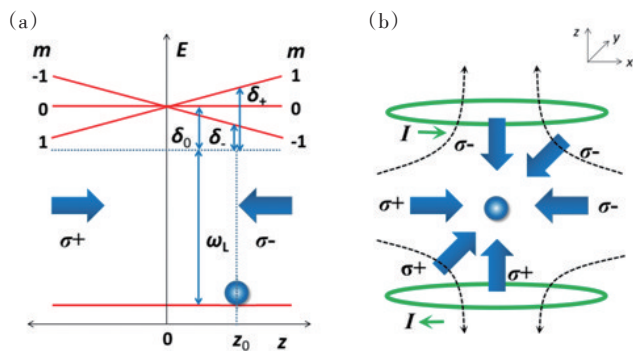


图6 MOT中原子能级(a)和实验装置(b)示意
Fig. 6 Energy levels of atoms in MOT (a) and Schematic of experiment setup (b)

2.4 偏振梯度冷却和亚反冲冷却

偏振梯度冷却属于亚多普勒冷却,它考虑了冷却激光的偏振梯度、原子的超精细结构、光频移和光抽运等效应。进一步考虑图7所示的一维情况,2束对射激光的偏振方向相互垂直,频率和功率相等,在2束激光的交汇处合成的偏振态随着空间位置变化,存在偏振梯度,假定某个位置处为 σ^+ , 经过 $\lambda/4$ (λ 为激光波长) 距离后变为 σ^- , 再经过 $\lambda/4$ 恢复为 σ^+ , 在彼此之间的偏振状态为椭圆偏振或线偏振,变化周期为 $\lambda/2$ 。

考虑原子的基态角动量 $J_g=1/2$, 存在2个磁子能级 $m_g=\pm 1/2$, 在冷却激光的作用下,2个磁子能级产生光频移,简并消失。不同偏振状态的光对2个磁子能级产生的光频移不同,如图7所示, σ^+ 光造成 $m_g(1/2)$ 能级低于 $m_g(-1/2)$, σ^- 光造成 $m_g(-1/2)$ 能级低于 $m_g(1/2)$ 。因此,原子的2个基态塞曼子能级在光频移的作用下形成周期为 $\lambda/2$ 的空间变化的能级结构。光抽运效应是指在 σ^+ 偏振状态处,由跃迁选择定则,只与 $m_g(-1/2)$ 能级的原子作用(考虑上能级的角动量 $J_e=1/2$), 原子跃迁至上能级后通过自发辐射返回基态2个磁子能级。其中返回至 $m_g(-1/2)$ 的原子将被再次激发至上能级,而返回至 $m_g(1/2)$ 的原子则不再与 σ^+ 光作用。光抽运效应导致在 σ^+ 光偏振状态处,原子被抽运在 $m_g(1/2)$ 能级。同理,在 σ^- 光偏振状态处,原子被抽运在 $m_g(-1/2)$ 能级。假定原子初始处于 $m_g(1/2)$ 能级(图7^[35]), 运动过程中在偏振光场的作用下原子的势能上升,原子走过 $\lambda/4$ 的距离到达 σ^- 偏振状态处。此时, σ^- 光将原子抽运至另一磁子能级 $m_g(-1/2)$, 再从这里开始重复“爬坡”的过程。根据能量守恒原理,原子在爬坡的过程中损失动能增加势能,这种势能的增加又通过自发辐射到最低能级放出较高能量光子而释放。这样,原子不断消耗能量而减速、冷却,称为偏振梯度冷却。

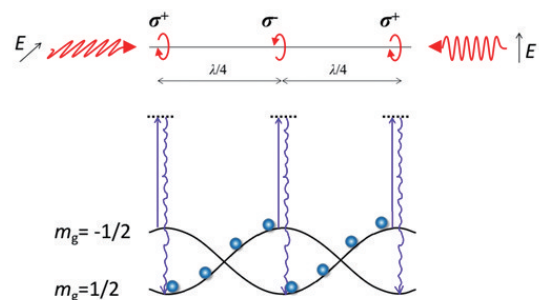


图7 偏振梯度冷却的原理示意
Fig. 7 Schematic of Sisyphus cooling

2束对射激光的偏振分别为左旋和右旋偏振,也会形成偏振梯度冷却^[19]。另外,在有磁场的情况下,即使光场没有偏振梯度,也可以发生低于多普勒极限的冷却^[41-42]。这些亚多普勒冷却的方案都有自发辐射过程的参与,光子动量反冲造成原子速度的涨落成为冷却温度极限,即反冲极限温度。突破这个反冲极限温度,只能让原子与光不发生作用,使速度为0的原子进入暗态,可以采用速度选择相干布居囚禁(VSCPT)的方法^[24]。另一种方法,利用受激拉曼跃迁也可实现原子速度的选择,获得低于光子反冲极限的冷却温度,称为拉曼冷却^[30-32]。

3 激光操控原子的应用

3.1 玻色-爱因斯坦凝聚

原子的激光冷却和囚禁最重要的应用成果之一即玻色-爱因斯坦凝聚(Bose-Einstein condensates, BEC)的实现^[43-45]。BEC是一种新的物质状态,如超导、超流和激光等系统一般,具有诸多奇异的宏观量子特性。1924年,印度科学家玻色利用新的统计方法推导黑体辐射公式^[46],爱因斯坦将该方法推广到无相互作用的原子气体,并预言当这些原子(玻色子)的距离足够近、热运动足够慢时,将发生相变变成一种新的物质状态^[47],即玻色-爱因斯坦凝聚态。在这种状态的原子,具有相同的最低能量状态,可以用一个波函数描述,表现出物质波干涉^[48]、涡旋晶格^[49]等宏观量子特性。BEC的实现为新的物理现象的研究提供了平台,也为精密测量、量子信息等领域打开了新的研究窗口。

自BEC的思想提出后,科学家开始探索在实际物质中实现的可能。1976年,Stwalley和Nosanow提出自旋极化的氢原子在极低的温度下保持气体状态^[50],原子之间存在微弱的排斥力,可能形成BEC。自1980年起,荷兰阿姆斯特丹大学Walraven^[51]和美国麻省理工学院Kleppner^[52]等多个研究组开始利用氢原子实现BEC的实验。为获得低温氢原子气体,他们采用静磁阱将氢原子囚禁,然后利用射频场调节磁阱的深度,逐渐地将动能大的氢原子“蒸发”,留下动能低的氢原子,称为“蒸发冷却”^[53-54],但实验上仍然没有观察到BEC的形成。理论预期和实验证明,MOT技术和激光冷却是实现BEC的关键。

1990年,激光冷却和囚禁技术趋于成熟,利用MOT

囚禁的原子冷却温度达 μK 量级,原子密度 10^{12}cm^{-3} 量级^[55]。在此基础上,进一步利用蒸发冷却即可达到BEC相变。实验中,首先利用MOT将原子进行激光冷却和囚禁,然后利用光抽运将原子制备到特定自旋态,关掉冷却激光,将原子囚禁在静磁阱中。由于该磁阱的中心处磁场为0,能级简并,原子从原来受磁场束缚的自旋态转换到不受磁场束缚的自旋态,即发生Majalana跃迁^[56],导致磁阱中心成为原子漏洞。为解决问题,JILA的Cornell和Wieman研究组在原磁阱中加入横向旋转磁场,称为轨道时间平均势法(time orbiting potential, TOP)^[57];而美国麻省理工学院Ketterle研究组则采用1束强激光束射入磁阱的中心,利用激光的斥力堵住漏洞^[44]。在此基础上,在磁阱中扫描微波频率,当射频场由高频逐渐降低时,通过原子间的弹性碰撞,动能高的原子将逃出阱外,动能低的原子留在阱中,实现蒸发冷却^[57-58]。图8^[43,59]中假彩色深度代表原子密度,当蒸发冷却到200 nK时(中间图形),原子开始凝聚形成BEC,当进一步蒸发冷却到50 nK时,几乎全部的原子都凝聚成BEC。

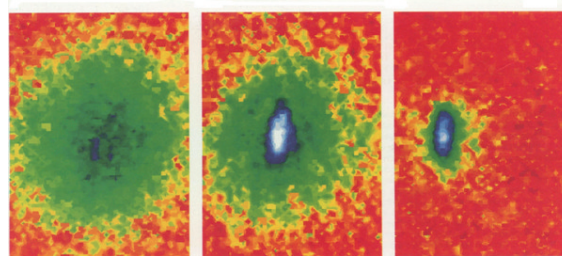
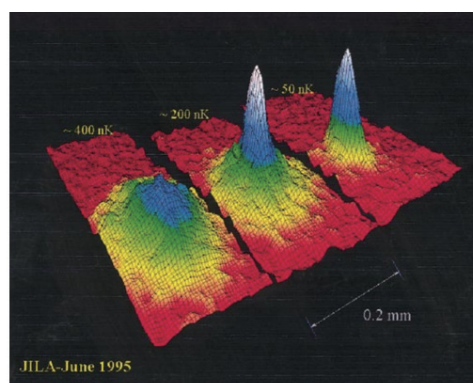


图8 铷原子BEC的假彩色3D和2D图

Fig. 8 3D and 2D diagrams of Rb BEC

此后,相继实现钠^[44]、锂^[45,60]、氢^[61]等各种原子的BEC。2001年,Cornell、Wieman^[59]和Ketterle^[62]因在BEC的实现及基本性质研究方面的贡献被授予诺贝尔物理学奖。碱金属稀薄气体BEC的研究成为热点,全世界有

几十家实验室实现了 BEC, 中国科学院上海光学精密机械研究所^[63]、北京大学^[64]、中国科学院武汉物理与数学研究所和山西大学等也相继实现了铷原子 BEC。

3.2 原子钟

时间频率是测量最为精确的物理量, 目前用来复现秒定义的铯喷泉基准钟, 不确定度已达 $(3\sim 6)\times 10^{-16}$ ^[65]。激光冷却和囚禁技术在新一代高端原子钟中发挥了至关重要的作用。

1950年, 美国 Ramsey 提出原子与 2 个分立微波场作用的方案, 使得原子钟鉴频从 Rabi 跃迁转变到 Ramsey 跃迁, 有效压缩原子钟跃迁线宽, 从而改变鉴频灵敏度。分立微波场首先在热原子束钟里以空间分立的布局实现。1955年, 英国国家物理实验室 (NPL) 的 Essen 研究组^[66]建成了世界上第一台铯原子钟。1967年国际计量大会将时间单位秒的定义从天文秒改为基于铯原子 (^{133}Cs) 基态超精细分裂微波辐射频率 9192631770 Hz 的原子秒^[67]。自那时起, 实验室型铯基准钟提供复现秒定义的手段。图 9 为热铯束原子钟的原理示意^[68]。铯原子从铯炉中喷出后形成准直原子束, 在起偏磁场的作用下, 特定能态的原子运动方向偏转, 进入到微波腔中, 原子与 Ramsey 腔中空间分立的微波场作用, 再经过检偏磁场, 由探测器得到原子信号。在电子环路中, 由压控振荡器 (VCXO) 产生频率信号, 经过频率综合生成 9.19 GHz 微波信号馈入 Ramsey 腔, 扫描微波频率可以得到图 9 (b) 的 Ramsey 条纹, 利用 Ramsey 中心条纹“鉴频”, 伺服锁定 VCXO 频率, 将 9.19 GHz 微波频率锁定到 Ramsey 中心条纹的秒定义频率。

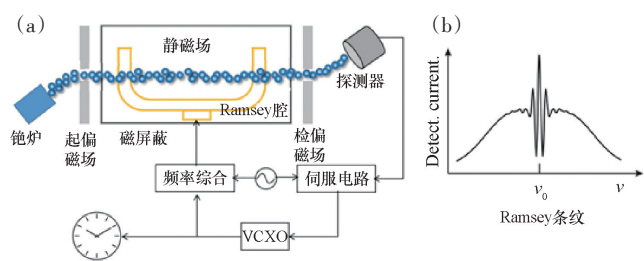


图 9 铯原子束钟的结构示意(a)和 Ramsey 条纹(b)

Fig. 9 Schematic of Cs atomic beam clock (a) and Ramsey fringe (b)

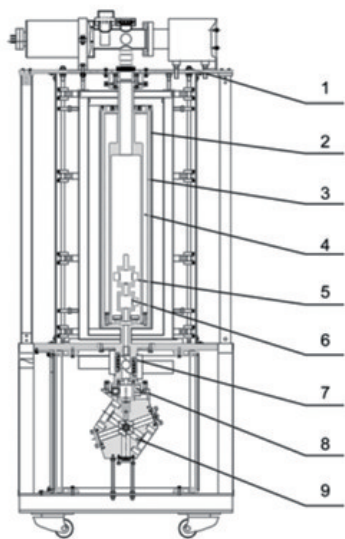
原子束钟由于原子热运动导致的多普勒效应, 以及原子与空间分立的 2 个微波场难以做到空间均匀和相位连续, 与原子作用引入的微波腔相移效应等频率

偏移, 其频率不确定度难以超越 10^{-14} 量级。显然, 利用冷原子做原子钟可以有效抑制多普勒效应。针对另一项误差, 微波腔相移效应, Zacharias 等早在 1955 年就提出原子喷泉的设想^[69]。然而, 当时他还完全没有激光操控原子的手段, 他利用竖直热原子束, 以很低的原子密度和水平方向每秒百米的原子热运动速度, 不要说时间分立的 Ramsey 跃迁, 就连实验观测到原子喷泉现象都没有实现。如果利用冷原子实现喷泉, 原子就可以在上抛和下落过程 2 次通过同一个微波场, 实现原子时间分立与同一微波场 2 次作用, 从根本上避免空间分立的 2 个微波场不可避免的不一致。

直到 1989 年, 激光冷却与囚禁技术成熟后, 朱棣文研究组利用激光冷却的原子最终实现了原子喷泉^[70], 并预期利用冷原子喷泉做成的原子频标, 其频率不确定度可望达到 10^{-16} 量级。1995 年, Clairon 研究组首次报道了激光冷却-铯原子喷泉实现原子钟样机^[71-72]。至此, 实验室型基准原子钟从磁选态-铯原子束钟, 进入激光冷却原子喷泉钟时代, 性能指标大幅提高。世界主要国家的计量院, 如法国巴黎天文台时间空间参考实验室 (SYRTE)、美国国家标准与技术研究院 (NIST)、德国联邦物理技术研究院 (PTB)、英国国家物理实验室 (NPL)、俄罗斯国家技术物理及无线电工程研究院 (VNIIFTRI)、中国计量科学研究院 (NIM)、日本国家计量院 (NMIJ)、印度国家物理实验室 (NPLJ) 等都先后研制了铯喷泉基准钟, 作为复现秒定义的时间频率基准。2010 年报道铯喷泉钟的准确度已达 $(4\sim 5)\times 10^{-16}$ ^[65]。中国的北京大学、中国计量科学研究院 (NIM)、中国科学院上海光学精密机械研究所、中国科学院国家授时中心等单位也先后开展了喷泉原子钟的研究。其中, 中国计量科学研究院 (NIM) 于 2003 年和 2014 年分别报道了 NIM4 和 NIM5 激光冷却-铯原子喷泉基准钟的不确定度为 8.5×10^{-15} 和 1.4×10^{-15} ^[73-74], 2017 年改进后的 NIM5 不确定度达到 9×10^{-16} 。

图 10 以 NIM5 为例说明铯喷泉钟的工作原理^[75]。三维正交光场形成光学阻尼, 直接在高真空环境中俘获原子, 形成冷原子云。向上 3 束光和向下 3 束光同时反向失谐, 组成行波光学阻尼, 带动冷原子云上抛。控制激光的频率和强度, 利用偏振梯度冷却将原子温度降至 $1.5\ \mu\text{K}$ 。冷原子云以获得的初速度上抛、自由回落, 形成原子喷泉。利用氢钟输出频率作为参考, 通过频率综合器产生 9.19 GHz 微波, 原子在上抛回落的喷

泉运动中2次与同一微波作用,实现时间分立 Ramsey 跃迁。原子继续下落与探测光作用,发出共振荧光,由探测器组接收。时序控制扫描微波频率,得到 Ramsey 跃迁谱线,利用条纹中心进行鉴频,产生带有微波中心频率误差的跃迁概率信号,数字伺服微波频率,直至复现原子秒定义频率。2014年,NIM5通过国际频率基准工作组(WG-PSFS)的评审,参与驾驭国际原子时(TAI),标志着中国成为国际上第8个对修正国际原子



1—顶部钛泵;2—磁屏蔽;3—C场线圈;4—喷泉管;5—Ramsey微波腔;
6—上选态微波腔;7—探测系统;8—下选态微波腔;9—磁光阱体

图10 NIM5 铯喷泉原子钟的物理部分

Fig. 10 Schematic of NIM5 fountain clock

时做出贡献的国家。

工作在光学频率的光钟因其振荡频率比上述的微波原子钟高4个量级,具有更好的频率稳定性和不确定度潜力。光钟分为离子光钟和原子光钟两大类。

1999年,日本东京大学 Katori 研究组提出铯原子具备作为冷原子光频标的优异特性^[76]。2001年,Katori 研究组实现光晶格存储原子,减小原子碰撞并降低原子温度,并进一步发展了“魔术波长”避免光晶格光频移^[77]。2005年,Katori 研究组初步实现了铯光晶格钟^[78]。经过15年的发展,目前的铯光晶格钟的评定不确定度已达到 2.1×10^{-18} ^[79]。中国计量科学研究院自2005年开展铯原子光晶格钟的研究,2015年完成频率偏移的评定(不确定度 2.3×10^{-16})和绝对频率测量^[80](不确定度 3.4×10^{-15})。

目前,世界上最好的光钟的频率评定不确定度已

经远优于铯喷泉钟。世界时间频率界期待光钟作为未来修改秒定义的候选,国际主要发达国家的计量院都正在开展光钟研究。2015年,第20届国际时间频率咨询委员会(CCTF)提出了修改秒定义路线图,预计在2014—2028年完成以光钟修改秒定义的技术准备。

3.3 原子干涉仪

自1924年德布罗意(de Broglie)提出物质波的思想后,多种微观粒子,如电子、中子等物质波干涉和衍射现象被实验验证。在通常状态下,物质波波长太短,实验上很难观察到原子干涉现象。1991年,Carnal 研究组利用横向原子热运动极小的氦原子束,观察到杨氏双缝干涉现象^[81]。同年,美国麻省理工学院 Pritchard 研究组^[82]模拟马赫-曾德尔(Mach-Zehnder)光学干涉仪,利用纳米技术制作的透射光栅,实现了钠原子束的分束、反射和合束的过程,实现了原子束干涉仪。1992年,Shimizu^[83]等使用激光冷却的氦原子实现了杨氏双缝干涉,由于原子温度更低,清晰地观察到双缝干涉图样。1995年,Rasel^[84]等利用激光驻波场代替了制作工艺复杂的纳米光栅,实现了原子束的空间干涉。

上述干涉仪通过原子位置不同而引起路径相位不同,称为外态干涉仪^[38]。另一种原子干涉仪,通过吸收或发射光子改变原子能态,因得到光子反冲动量而改变原子运动轨迹,实现物质波分束,称为内态干涉仪^[38]。1989年,Bordé 利用两对方向相反的行波激光对热原子束作用,通过光子的反冲动量,将热原子束分束再合束,形成不同的原子路径,实现原子干涉,称为 Ramsey-Bordé 原子干涉仪^[85]。1991年,Riehle^[86]研究组利用钙原子束实现了该类型的原子干涉仪,并测量了 Sagnac 效应。

热原子束干涉仪受原子热运动多普勒效应的影响,测量分辨率不高,且这种原子束干涉仪只能采用能级寿命长的原子,对激光的频率稳定性要求很高,系统复杂。1991,朱棣文研究组提出基于 MOT 冷却原子团,利用双光子受激拉曼跃迁实现冷原子的分束、反射和合束,构成马赫-曾德尔冷原子干涉仪^[87]。这种方案的优点是双光子跃迁可使原子获得大的动量反冲,同时降低了对激光频率稳定性和原子能级寿命的要求。特别重要的是,这种原子干涉仪利用温度更低的冷原子团,增加了原子物质波的波长,降低多普勒效应的影响,提高原子干涉的分辨率,使其在精密测量领域中得到广泛应用。

冷原子干涉仪的基本原理如图 11^[88]所示,利用 MOT 制备处于基态 g 的冷原子团。初始时刻,利用 2 束脉冲时间为 τ 的拉曼激光脉冲作用至该原子团,原子有 50% 的概率被双光子受激拉曼跃迁到 e 能级;同时,受到光子的动量反冲作用,在 z 方向上 e 能态的原子与 g 能态原子分离,即实现冷原子团“分束”。经过时间 T 后,再利用作用时间 2τ 的拉曼激光脉冲,使 e 态的原子返回 g 态,处于 g 态的原子跃迁至 e 态,同时,原子运动轨迹发生改变,即实现冷原子团“反射”。最后利用脉冲时间为 τ 的拉曼激光,完成原子的“合束”。探测处于 e 态(或 g 态)原子的数目,得到图 11(b)的原子干涉条纹。在冷原子干涉路径上,重力等外场因素将引起干涉相位的变化,因此可以利用原子干涉仪测量重力加速度等。

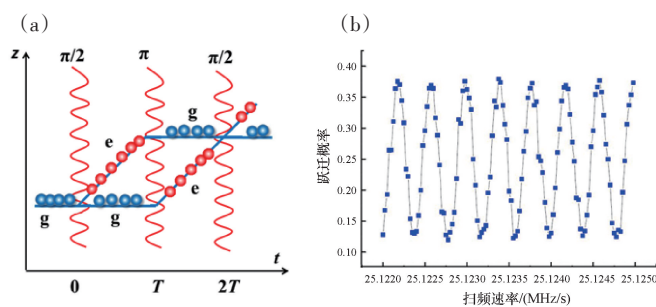


图 11 冷原子干涉仪原理(a)和原子干涉条纹(b)

Fig. 11 Schematic of cold atom interferometer (a) and interference fringes (b)

1992年,该研究组利用冷原子干涉仪测量了重力加速度^[89],1999年重力加速度测量的灵敏度达到 $2 \times 10^{-8} g$ (1.3 s),超过了落体角锥光学重力仪的指标^[88,90]。此后,该冷原子干涉仪实现原子的 \hbar/m 参数^[91]、Sagnac 效应^[92]、重力梯度^[93]等测量。受激拉曼冷原子干涉仪得到广泛关注,中国多家单位,如中国科学院武汉物理与数学研究所^[94]、华中科技大学^[95]、浙江大学^[96]、中国计量科学研究院^[97]等也已实现这种原子干涉仪的研制。

4 结论

自 20 世纪 80 年代开始,激光冷却原子技术发展迅速,各种方案层出不穷,先后突破了多普勒冷却极限温度和光子反冲极限温度,逐渐发展了一项有效的原子冷却和操控技术,并在基础物理研究和精密测量等领

域中得到广泛应用。本文综述了该领域发展历程,回顾激光冷却和囚禁原子的基本理论,介绍了塞曼减速、多普勒冷却、偏振梯度冷却、亚反冲冷却等技术的基本原理。在应用方面,以玻色-爱因斯坦凝聚、原子钟和原子干涉仪等典型为例,分别介绍了该领域的发展历程,概述了基本工作原理并重点说明激光冷却技术的关键作用。激光冷却和操控原子已经成为物理学前沿研究的重要分支,新的理论和技术不断涌现^[98-101],这些新技术将会加深人们对多体物理的认识,推动精密测量、量子信息、量子相变等应用领域的发展。

30 余年来,激光冷却和操控原子的发展加深和扩展了物理学对光与原子作用的认识和理解,催生了玻色-爱因斯坦凝聚和一系列精密物理测量的理论和实验的实现和发展。有理由预期,激光冷却和操控原子将保持蓬勃的势头和活跃的生机,在冷原子物理发展中继续发挥自己独特的作用。

参考文献 (References)

- [1] Lebedev P. Untersuchungen über die druckkräfte des lichtetes [J]. Annalen der Physik, 1901, 311(11): 433-458.
- [2] Nichols E F, Hull G F. A preliminary communication on the pressure of heat and light radiation[J]. Physical Review, 1901, 13(5): 307-320.
- [3] Frisch R. Experimenteller nachweis des Einsteinschen strahlungsrückstoßes[J]. Zeitschrift für Physik, 1933, 86(1-2): 42-48.
- [4] Letokhov V. Narrowing of the Doppler width in a standing light wave[J]. ZhETF Pisma Redaktsiiu, 1968(7): 348.
- [5] Ashkin A. Atomic-beam deflection by resonanceradiation pressure[J]. Physical Review Letters, 1970, 25(19): 1321-1324.
- [6] Ashkin A. Trapping of atoms by resonance radiation pressure [J]. Physical Review Letters, 1978, 40(12): 729-733.
- [7] Bjorkholm J E, Freeman R R, Ashkin A, et al. Observation of focusing on neutral atoms by the dipole forces of resonance-radiation pressure[J]. Physical Review Letters, 1978, 41(20): 1361-1364.
- [8] Hänsch T W, Schawlow A L. Cooling of gases by laser radiation [J]. Optics Communications, 1975, 13(1): 68-69.
- [9] Phillips W D, Metcalf H. Laser deceleration of an atomic beam [J]. Physical Review Letters, 1982, 48(9): 596-599.
- [10] Prodan J, Phillips W D, Metcalf H. Laser production of a very slow monoenergetic atomic beam[J]. Physical Review Letters, 1982, 49(16): 1149-1153.
- [11] Prodan J, Migdall A, Phillips W D, et al. Stopping atoms with laser light[J]. Physical Review Letters, 1985, 54(10): 992-995.

- [12] Ertmer W, Blatt R, Hall J, et al. Laser manipulation of atomic beam velocities: Demonstration of stopped atoms and velocity reversal[J]. *Physical Review Letters*, 1985, 54(10): 996–999.
- [13] Migdall A, Prodan J, Phillips W D, et al. First observation of magnetically trapped neutral atoms[J]. *Physical Review Letters*, 1985, 54(24): 2596–2599.
- [14] Chu S, Hollberg L, Bjorkholm J, et al. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure[J]. *Physical Review Letters*, 1985, 55(1): 48–51.
- [15] Chu S, Bjorkholm J, Ashkin A, et al. Experimental observation of optically trapped atoms[J]. *Physical Review Letters*, 57(3): 314–317.
- [16] Raab E L, Prentiss M, Cable A, et al. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure[J]. *Physical Review Letters*, 1987, 59(23): 2631–2634.
- [17] Monroe C, Swann W, Robinson H, et al. Very cold trapped atoms in a vapor cell[J]. *Physical Review Letters*, 1990, 65(13): 1571–1574.
- [18] Lett P D, Watts R N, Westbrook C I, et al. Observation of atoms laser cooled below the Doppler limit[J]. *Physical Review Letters*, 1988, 61(2): 169–172.
- [19] 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.
- [20] Ungar P J, Weiss D S, Riis E, et al. Optical molasses and multilevel atoms: Theory[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1989, 6(11): 2058–2071.
- [21] Weiss D S, Riis E, Shevy Y, et al. Optical molasses and multilevel atoms: Experiment[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1989, 6(11): 2072–2083.
- [22] Lett P D, Phillips W D, Rolston S L, et al. Optical molasses [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1989, 6(11): 2084–2107.
- [23] Salomon C, Dalibard J, Phillips W D, et al. Laser cooling of cesium atoms below 3 microkelvins[J]. *Europhysics Letters*, 1990, 12(8): 683–688.
- [24] Aspect A, Arimondo E, Kaiser R, et al. Laser cooling below the one-photon recoil by velocity-selective coherent population trapping[J]. *Physical Review Letters*, 1988, 61(7): 826–829.
- [25] Aspect A, Arimondo E, Kaiser R, et al. Laser cooling below the one-photon recoil energy by velocity-selective coherent population trapping: Theoretical analysis[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1989, 6(11): 2112–2124.
- [26] Lawall J, Prentiss M. Demonstration of a novel atomic beam splitter[J]. *Physical Review Letters*, 1994, 72(7): 993–996.
- [27] Lawall J, Kulin S, Saubaméa B, et al. Three-dimensional laser cooling of Helium beyond the single-photon recoil limit [J]. *Physical Review Letters*, 1995, 75(23): 4194–4197.
- [28] Bardou F, Saubaméa B, Lawall J, et al. Sub-recoil laser cooling with precooled atoms[J]. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences. Series II, Mechanics, Physics, Chemistry, Astronomy*, 1994, 318(2): 877–885.
- [29] Saubaméa B, Hijmans T W, Kulin S, et al. Direct measurement of the spatial correlation function of ultracold atoms[J]. *Physical Review Letters*, 1997, 79(17): 3146–3149.
- [30] Kasevich M, Chu S. Laser cooling below a photon recoil with three-level atoms[J]. *Physical Review Letters*, 1992, 69(12): 1741–1744.
- [31] Davidson N, Lee H J, Kasevich M, et al. Raman cooling of atoms in two and three dimensions[J]. *Physical Review Letters*, 1994, 72(20): 3158–3161.
- [32] Lee H J, Adams C S, Kasevich M, et al. Raman cooling of atoms in an optical dipole trap[J]. *Physical Review Letters*, 1996, 76(15): 2658–2661.
- [33] Reichel J, Bardou F, Dahan M B, et al. Raman cooling of Cesium below 3 nK: New approach inspired by Lévy flight statistics[J]. *Physical Review Letters*, 1995, 75(25): 4575–4578.
- [34] Chu S. The manipulation of neutral particles[J]. *Reviews of Modern Physics*, 1998, 70(3): 685–706.
- [35] Cohen-Tannoudji C. Manipulating atoms with photons[J]. *Reviews of Modern Physics*, 1998, 70(3): 707–719.
- [36] Phillips W D. Laser cooling and trapping of neutral atoms[J]. *Reviews of Modern Physics*, 1998, 70(3): 721–741.
- [37] Metcalf H, Straten P V D. *Laser cooling and trapping*[M]. New York: Springer-Verlag, 1999: 29–37.
- [38] 王义遒. 原子的激光冷却与陷俘[M]. 北京: 北京大学出版社, 2007: 90–117, 383–411.
Wang Yiqiu. *Laser cooling and trapping of atoms*[M]. Beijing: Peking University Press, 2007: 90–117, 383–411.
- [39] Cohen-Tannoudji C, Gury-Odelin D. *Advances in atomic physics*[M]. Singapore: World Scientific, 2011: 247–266.
- [40] Letokhov V S, Minogin V G, Pavlik B D. Cooling and capture of atoms and molecules by a resonant light field[J]. *Soviet Physics Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 1977, 45(4): 698–705.
- [41] Sheehy B, Shang S Q, ven der Straten P, et al. Magnetic-field-induced laser cooling below the Doppler limit[J]. *Physical Review Letters*, 1990, 64(8): 858–861.
- [42] Shang S Q, Sheehy B, ven der Straten P, et al. Velocity-selective magnetic-resonance laser cooling[J]. *Physical Review Letters*, 1990, 65(3): 317–320.
- [43] Anderson M H, Ensher J R, Matthews M R, et al. Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor [J]. *Science*, 1995, 269(5221): 198–201.
- [44] Davis K B, Mewes M, Andrews M R, et al. Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms[J]. *Physical Review Letters*, 1995, 75(22): 3969–3973.
- [45] Bradley C C, Sackett C A, Tollet J J, et al. Evidence of Bose-

- Einstein condensation in an atomic gas with attractive interactions[J]. *Physical Review Letters*, 1995, 75(9): 1687–1690.
- [46] Bose S. Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese[J]. *Zeitschrift Für Physik*, 1924, 26(1): 178–181.
- [47] Einstein A. Quantentheorie des einatomigen idealen Gases[J]. *Sitzungsberichte der Preussischen Akademie der Wissenschaften*, 1925: 3–10.
- [48] Andrews M R, Townsend C G, Miesner H, et al. Observation of interference between Bose–Einstein condensates[J]. *Science*, 1997, 275(5300): 637–641.
- [49] Abo-Shaeer J R, Raman C, Vogels J M, et al. Observation of vortex lattices in Bose–Einstein condensates[J]. *Science*, 2001, 292(5516): 476–479.
- [50] Stwalley W C, Nosalow L H. Possible "new" quantum systems [J]. *Physical Review Letters*, 1976, 36(15): 910–913.
- [51] Silvera I F, Walraven J T M. Stabilization of atomic Hydrogen at low temperature[J]. *Physical Review Letters*, 1980, 44(3): 164–168.
- [52] Cline R W, Smith D A, Greytak T J, et al. Magnetic confinement of spin–polarized atomic hydrogen[J]. *Physical Review Letters*, 1980, 45(26): 2117–2120.
- [53] Hess H F. Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin–polarized hydrogen[J]. *Physical Review B*, 34(5): 3476–3479.
- [54] Masuhara N, Doyle J M, Sandbert J C, et al. Evaporative cooling of spin–polarized atomic hydrogen[J]. *Physical Review Letters*, 1988, 61(8): 935–938.
- [55] Ketterle W, Davis K B, Joffe M A, et al. High densities of cold atoms in a dark spontaneous–force optical trap[J]. *Physical Review Letters*, 1993, 70(15): 2253–2256.
- [56] Majorana E. Atomi orientati in campo magnetico variabile[J]. *IL Nuovo Cimento*, 1932, 9(2): 43–50.
- [57] Petrich W, Anderson M H, Ensher J R, et al. Stable, tightly confining magnetic trap for evaporative cooling of neutral atoms[J]. *Physical Review Letters*, 1995, 74(17): 3352–3355.
- [58] Davis K B, Mewes M O, Joffe M A, et al. Evaporative cooling of sodium atoms[J]. *Physical Review Letters*, 1995, 74(26): 5202–5205.
- [59] Cornell E A, Wieman C E. Nobel lecture: Bose–Einstein condensate in a dilute gas, the first 70 years and some recent experiments[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2002, 74(3): 875–893.
- [60] Bradley C C, Sackett C A, Hulet R G. Bose–Einstein condensation of Lithium: Observation of limited condensate number [J]. *Physical Review Letters*, 1997, 78(6): 985–989.
- [61] Fried D G, Killian T C, Willmann L, et al. Bose–Einstein condensation of atomic Hydrogen[J]. *Physical Review Letters*, 1998, 81(18): 3811–3814.
- [62] Ketterle W. Nobel lecture: When atoms behave as waves: Bose–Einstein condensation and the atom laser[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2002, 74(3), 1131–1151.
- [63] Wang Y Z, Zhou X Y, Long Q, et al. Evidence for a Bose–Einstein condensate in dilute Rb gas by absorption image in a quadrupole and Ioffe configuration trap[J]. *Chinese Physics Letters*, 2003, 20(6): 799–801.
- [64] Chen S, Zhou X J, Yang F, et al. Optimization of the loading process of the QUIC magnetic trap for the experiment of Bose–Einstein condensation[J]. *Chinese Physics Letters*, 2004, 21(11): 2227–2230.
- [65] Parker T. Long–term comparison of caesium fountain primary frequency standards[J]. *Metrologia*, 2010, 47(1): 1–10.
- [66] Essen L, Parry J. An Atomic standard of frequency and time interval: A Caesium resonator[J]. *Nature*, 1955, 176(4476): 280–282.
- [67] Terrien J. News from the International Bureau of Weights and Measures[J]. *Metrologia*, 1968, 4(1): 41–45.
- [68] Riehle F. *Frequency standards: Basics and applications*[M]. Darmstadt: Wiley–VCH, 2004: 203–227.
- [69] Zacharias J, Yates G, Haun R. An atomic frequency standard [J]. *Proc IRE*, 1955, 43: 364.
- [70] Kasevich M A, Riis E, Chu S, et al. Rf spectroscopy in an atomic fountain[J]. *Physical Review Letters*, 1989, 63(6): 612–615.
- [71] Clairon A, Salomon C, Guellati S, et al. Ramsey resonance in a Zacharias fountain[J]. *Europhysics Letters*, 1991, 16(2): 165–170.
- [72] Clairon A, Laurent P, Santarelli G, et al. A cesium fountain frequency standard: Preliminary results[J]. *IEEE Transactions on Instrumentation & Measurement*, 1995, 44(2): 128–131.
- [73] 李天初, 李明寿, 林平卫, 等. NIM4 激光冷却–铯原子喷泉钟–新一代国家时间频率基准[J]. *计量学报*, 2004, 25(3): 193–197.
- Li Tianchu, Li Mingshou, Lin Pingwei, et al. NIM4 Laser cooling Cesium atomic fountain clock: A new generation of time and frequency primary standard[J]. *Acta Metrologica Sinica*, 2004, 25(3): 193–197.
- [74] Fang F, Li M, Lin P W, et al. NIM5 Cs fountain clock and its evaluation[J]. *Metrologia*, 2015, 52(4): 454–468.
- [75] 李天初, 方占军. 从长度米到时间秒: 稳频激光–铯喷泉钟–飞秒光梳–铯光晶格钟[J]. *科学通报*, 2011, 56(10): 709–716.
- Li Tianchu, Fang Zhanjun. From meter to second at NIM: Stabilized lasers–Cs fountain clocks–fs optical frequency combs–Sr lattice clock[J]. *Chinese Science Bulletin*, 2011, 56(10): 709–716.
- [76] Katori H, Ido T, Isoya Y, et al. Magneto–optical trapping and cooling of strontium atoms down to the photon recoil temperature[J]. *Physical Review Letters*, 1999, 82(6): 1116–1119.
- [77] Tokamoto M, Katori H. Spectroscopy of the 1S_0 – 3P_0 clock transition of ^{87}Sr in an optical lattice[J]. *Physical Review Letters*,

- 2003, 91(22): 223001.
- [78] Tokamoto M, Hong F L, Higashi R, et al. An optical lattice clock[J]. *Nature*, 2005, 435(7040): 321–324.
- [79] Nicholson T L, Campbell I S L, Hutson R B, et al. Systematic evaluation of an atomic clock at 2×10^{-18} total uncertainty[J]. *Nature Communications*, 2015(6): 6896.
- [80] Lin Y G, Wang Q, Li Y, et al. First evaluation and frequency measurement of the Strontium optical lattice clock at NIM[J]. *Chinese Physics Letters*, 2015, 32(9): 090601.
- [81] Carnal O, Mlynek J. Young's double-slit experiment with atoms: A simple atom interferometer[J]. *Physical Review Letters*, 1991, 66(21): 2689–2692.
- [82] Keith D W, Ekstrom C R, Turchette Q A, et al. An interferometer for atoms[J]. *Physical Review Letters*, 1991, 66(21): 2693–2696.
- [83] Shimizu F, Shimizu K, Takuma H. Double-slit interference with ultracold metastable neon atoms[J]. *Physical Review A*, 1992, 46(1): R17–R20.
- [84] Rasel E M, Oberthaler M K, Batelaan H, et al. Atom wave interferometry with diffraction gratings of light[J]. *Physical Review Letters*, 1995, 75(14): 2633–2637.
- [85] Bordé C J. Atomic interferometry with internal state labelling [J]. *Physical Review A*, 1989, 40(1–2): 10–12.
- [86] Riehle F, Kisters Th, 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.
- [87] Kasevich M, Chu S. Atomic interferometry using stimulated Raman transitions[J]. *Physical Review Letters*, 1991, 67(2): 181–184.
- [88] Peters A, Chung K Y, Chu S. High-precision gravity measurements using atom interferometry[J]. *Metrologia*, 2001, 38(1): 25–62.
- [89] Kasevich M, Chu S. Measurement of the Gravitational acceleration of an atom with a light-pulse atom interferometer[J]. *Applied Physics B*, 1992, 54(5): 321–332.
- [90] Peters A, Chung K Y, Chu S. Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms[J]. *Nature*, 1999, 400(6747): 849–852.
- [91] Weiss D S, Young B C, Chu S. Precision measurement of \hbar/mc based on photon recoil using laser-cooled atoms and atomic interferometry[J]. *Applied Physics B* 1994, 59(3): 217–256.
- [92] 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.
- [93] Snadden M J, McGuirk J M, Bouyer P, et al. Measurement of the Earth's gravity gradient with an atom interferometer-based gravity gradiometer[J]. *Physical Review Letters*, 1998, 81(5): 971–974.
- [94] Zhou L, Xiong Z Y, Yang W, et al. Measurement of local gravity via a cold atom interferometer[J]. *Chinese Physics Letters*, 2011, 28(1): 013701.
- [95] Hu Z K, Sun B L, Duan X C, et al. Demonstration of an ultra-high-sensitivity atom-interferometry absolute gravimeter[J]. *Physical Review A*, 2013, 88(4): 043610.
- [96] Wu B, Wang Z Y, Cheng B, et al. The investigation of a μGal -level cold atom gravimeter for field applications[J]. *Metrologia*, 2014, 51(5): 452–458.
- [97] 赵阳, 王少凯, 庄伟, 等. ^{87}Rb 原子干涉绝对重力仪激光系统设计[J]. *激光与光电学进展*, 2015, 52(9): 196–202. Zhao Yang, Wang Shaokai, Zhuang Wei, et al. Design of laser system for absolute gravimeter based on ^{87}Rb atom interferometer[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2015, 52(9): 196–202.
- [98] Kovachy T, Hogan J, Sugarbaker A, et al. Matter wave lensing to picokelvin temperatures[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 114(14): 143004.
- [99] DeMarco B, Jin D S. Onset of Fermi degeneracy in a trapped atomic gas[J]. *Science*, 1999, 285(5434): 1703–1706.
- [100] Williams J and Holland M. Preparing topological states of a Bose-Einstein condensate[J]. *Nature*, 1999, 401(6753): 568–572.
- [101] Greiner M, Mandel O, Esslinger T, et al. Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms[J]. *Nature*, 2002, 415(6867): 39–44.

Laser cooling and manipulating atoms: Principles and applications

ZHUANG Wei, LI Tianchu

National Institute of Metrology, Beijing 100029, China

Abstract Laser cooling and trapping of atoms may reduce atoms' thermal velocities and manipulate them with quantum technologies, as widely applied in precise measurements. This paper reviews the history of laser cooling and trapping, explains its basic principles, and introduces its applications in Bose-Einstein condensates, atomic clocks and atomic interferometers.

Keywords laser cooling and trapping; Bose-Einstein condensates; atomic clocks; atomic interferometers ●



(责任编辑 傅雪)