

激光与光电子学进展

原子自旋压缩在量子精密测量中的应用研究进展

王思龙^{1,2}, 王国超^{3**}, 朱凌晓³, 卞进田^{1,2}, 王玺^{1,2}, 孔辉^{1,2*}¹国防科技大学脉冲功率激光技术国家重点实验室, 安徽 合肥 230037;²先进激光技术安徽省实验室, 安徽 合肥 230037;³国防科技大学智能科学学院, 湖南 长沙 410073

摘要 原子自旋压缩利用中性原子系综和光场的相互作用, 减小原子自旋分量的不确定度, 使得基于压缩的量子精密测量灵敏度能够突破标准量子极限, 有望在时间频率计量、重力精密测量、物理学原理验证、引力波和暗物质探索等领域发挥重要作用。阐述了原子自旋压缩的原理和内涵, 分析了在中性原子系综内通过光与原子相互作用产生自旋压缩的方法, 介绍了原子自旋压缩在量子精密测量领域的研究进展和取得的主要成果, 并总结展望了其未来发展的方向。

关键词 量子光学; 量子精密测量; 自旋压缩; 标准量子极限; 原子钟; 原子干涉仪

中图分类号 O431.2

文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP230714

Progress of Atomic Spin Squeezing and Their Applications in Quantum Precision Measurement

Wang Enlong^{1,2}, Wang Guochao^{3**}, Zhu Lingxiao³, Bian Jintian^{1,2}, Wang Xi^{1,2}, Kong Hui^{1,2*}¹State Key Laboratory of Pulsed Power Laser Technology, National University of Defense Technology, Hefei 230037, Anhui, China;²Advanced Laser Technology Laboratory of Anhui Province, Hefei 230037, Anhui, China;³College of Intelligence Science and Technology, National University of Defense Technology, Changsha 410073, Hunan, China

Abstract Atomic spin squeezing uses the interaction between light and neutral atomic ensembles to reduce the uncertainty of the atomic spin component, therefore reaching a sensitivity beyond the standard quantum limit in quantum precision measurement, which is expected to play an important role in the fields of time and frequency metrology, gravity precision measurement, fundamental physics tests, gravitational wave detection and dark matter exploration. This paper introduces the concept and criteria of atomic spin squeezing, and analyzes the methods for generating spin squeezed state through atom-light interaction in neutral atomic ensembles, and reviews the recent results and achievements and the application research progress of atomic spin squeezing in quantum precision measurement.

Key words quantum optics; quantum precision measurement; spin squeezing; standard quantum limit; atomic clock; atom interferometer

1 引言

利用中性原子系综的物质波干涉, 能够实现对时间频率^[1-2]、重力加速度^[3]、角速度^[4]、磁场^[5]等物理量的精密测量, 该方法已经被广泛应用于原子钟^[6]、原子干涉仪^[7]和磁力仪^[8], 基本物理常数测量^[9-10], 基础物理学

验证^[11], 并有望应用于引力波探测^[12-14], 暗物质探索^[15-16]等。目前, 国际单位制中秒的定义基于铯原子微波钟, 其相对频率不确定度约为 10^{-16} 。利用(类)碱土金属中存在的光学波段钟跃迁, 可以将原子钟的相对频率不确定度提升 3~4 个数量级, 趋近 10^{-20} 。在此精度下, 利用两个光学原子钟可以探测毫米尺度范围

收稿日期: 2023-02-27; 修回日期: 2023-03-12; 录用日期: 2023-03-15; 网络首发日期: 2023-03-20

基金项目: 国家自然科学基金 (12004428)、中国博士后科学基金 (2020M683729)、湖南省自然科学基金优秀青年基金 (2021JJ20047)、湖南省自然科学基金 (2021JJ30774)、脉冲功率激光技术国家重点实验室基金 (SKL2022ZR10, SKL2022ZR03)、先进激光技术安徽省实验室基金 (AHL2021ZR04)、国防科技大学电子对抗学院青年博士基金 (KY22C221)

通信作者: *konghui17@nudt.edu.cn; **wgc.19850414@163.com

内地地球重力场对时间流速(时钟频移)的影响,极大地丰富了人们对物理学的认知^[6]。与原子钟的内态干涉不同,原子干涉仪在内态干涉的同时伴随着外态(动量态)的改变,使得其对重力加速度敏感,可以用于高精度重力测量、等效原理验证和大地测量^[17]等。然而,由于量子力学的不确定性原理,基于原子系综的量子精密测量,其精度受限于量子投影测量过程中引入的噪声,且与参与相互作用的原子数目直接相关,即只能达到标准量子极限(SQL)。事实上,标准量子极限并非量子精密测量灵敏度的终极限制,利用压缩的方式,可以将原子系综的不确定度重新分配,使得与测量相关的可观测量不确定度降低,而与测量无关的参量不确定度升高,进而突破标准量子极限,最终逼近量子力学的海森堡极限^[18-19]。

原子的自旋压缩类似于光场的压缩^[20-21],后者在激光干涉引力波探测(LIGO)项目中已经证实了能够提升光学干涉测量灵敏度^[22]。类似地,利用原子自旋压缩也可以进一步提升基于物质波干涉的量子精密测量灵敏度。基于中性原子系综的自旋压缩,相比于使用囚禁离子^[23-24]或者玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)^[25],对于提升量子精密测量灵敏度具有更加显著的优势和应用价值。首先,中性原子系综内原子数目多($10^4 \sim 10^6$),相比于单个或者百余个离子组成的系统^[23],对应达到相同稳定度或精确度所需的时间更短。其次,在 BEC 中,原子间相互作用强,原子碰撞导致的频移使得测量的本底噪声变大,而在中性冷原子系综中,稀薄原子气体之间碰撞频移显著减小,几乎可以忽略不计。因此,尽管自旋压缩在囚禁离子系统和 BEC 中也有着广泛的应用和丰富的实验成果^[26-27],但本文仅关注基于中性原子系综的自旋压缩及其在量子精密测量领域的应用研究。

近年来,伴随着量子信息科学的迅速发展,自旋压缩已经成为国际上量子精密测量领域的研究热点和前沿之一,在理论和实验上都取得了长足的发展^[26, 28]。尤其是近几年,原子自旋压缩在光学原子钟、原子干涉仪

等领域均取得了实验上的突破^[29-31],对理论的预期做出了很好的验证。此外,国内对于原子自旋压缩的研究,也展现出了极大的兴趣,并取得了一系列的标志性成果^[32-38]。本文围绕原子自旋压缩这一研究热点和前沿,系统介绍了其原理内涵和主要生成方法,重点分析了原子自旋压缩在量子精密测量领域的应用研究进展,着重介绍了近三年来取得的实验突破,最后总结展望了未来的发展趋势。

2 自旋压缩的原理和内涵

2.1 自旋压缩的原理

对于二能级原子来说,单个原子构成一个最简单的自旋 1/2 系统,其任意纯态可以表示为 Bloch 球上的一个自旋矢量,

$$|\theta, \phi\rangle = \cos \frac{\theta}{2} |\uparrow\rangle + \exp(i\phi) \sin \frac{\theta}{2} |\downarrow\rangle, \quad (1)$$

式中: $0 \leq \theta \leq \pi$ 和 $0 \leq \phi \leq 2\pi$ 分别表示该自旋矢量的极角和方位角,如图 1(a)所示; $|\uparrow\rangle$ 和 $|\downarrow\rangle$ 分别表示二能级原子的两个态,既可以是原子的内态,也可以是动量态。对于多个原子构成的原子系综,其联合自旋矢量为 $\hat{J} = \{\hat{J}_x, \hat{J}_y, \hat{J}_z\}$, 其中,

$$\hat{J}_x = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \hat{\sigma}_x^{(i)}, \hat{J}_y = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \hat{\sigma}_y^{(i)}, \hat{J}_z = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \hat{\sigma}_z^{(i)}, \quad (2)$$

式中: $\hat{\sigma} = \{\hat{\sigma}_x, \hat{\sigma}_y, \hat{\sigma}_z\}$ 为泡利矩阵; $\hat{\sigma}_i^{(i)}$ 为泡利算子,并且满足角动量互易关系。对于纯态,满足 $\langle \hat{\sigma} \rangle = \mathbf{n}$, 其中, $\mathbf{n} = \{\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta\}$ 为平均自旋方向。

对于由 N 个独立不可分辨的二能级原子组成的原子系综,当所有原子自旋方向一致时, N 个原子构成的集体自旋矢量可以表示为单个自旋矢量的积,

$$|\theta, \phi\rangle = \prod_{i=1}^N \left[\cos \frac{\theta}{2} |\uparrow_i\rangle + \exp(i\phi) \sin \frac{\theta}{2} |\downarrow_i\rangle \right]. \quad (3)$$

其在 Bloch 球上可表征为多个自旋矢量的叠加,如图 1(a)所示。在由 N 个原子组成的 2^N 维希尔伯特

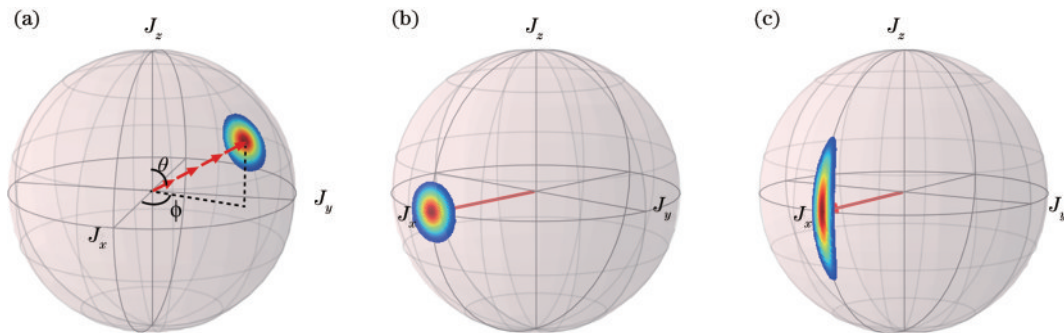


图 1 原子自旋的 Bloch 球表征。(a)集体自旋矢量,红色箭头表示每一个原子自旋的叠加, θ 和 ϕ 分别表示该自旋矢量的极角和方位角, Bloch 球表面上彩色圆盘表征集体自旋矢量的不确定度分布; (b)自旋相干态; (c)自旋压缩态

Fig. 1 Bloch sphere representation of the atomic spin vector. (a) Collective spin vector, the red arrows represent the product of each atomic spin vector, where θ and ϕ are the polar and azimuthal angles, respectively, the colorful disk represent its uncertainty distribution; (b) coherent spin state; (c) spin squeezed state

空间中,选择 Dicke 态 $|J, m\rangle$ 作为其基矢^[39-40],则式(3)可以表示为 $|J, m\rangle$ 的二项式和,

$$|\theta, \phi\rangle = \sum_{m=-J}^J |J, m\rangle \langle J, m|\theta, \phi\rangle, \quad (4)$$

式中: $|J, m\rangle$ 同时为 \hat{J}_z 和 \hat{J}^2 的本征态。即满足

$$\hat{J}^2|J, m\rangle = J(J+1)|J, m\rangle, \quad (5)$$

$$\hat{J}_z|J, m\rangle = m|J, m\rangle, \quad (6)$$

式中: $J \in \{N/2, N/2 - 1, \dots\}$ 为总自旋矢量长度,与原子数目呈正相关; $m \in \{-J, -J + 1, \dots, +J\}$ 与受激跃迁的原子数目有关。此时,称原子处于自旋相干态(CSS)。

处于自旋相干态的原子,由于量子力学的不确定性原理,其在 Bloch 球上表现为一个顶点在半径为 N 的球面上的矢量,矢量顶点的指向具有一定不确定度,且服从泊松分布,如图 1(b)所示。采用自旋相干态的原子系综进行量子精密测量,其灵敏度极限为 $1/\sqrt{N}$,称为标准量子极限。通过压缩的方式,原子相位分量的不确定度降低,而代价为原子数目分量的不确定度升高,则可以制备自旋压缩态(SSS),在 Bloch 球上表现为如图 1(c)所示。利用自旋压缩态,可以使得量子精密测量的灵敏度突破标准量子极限,并且趋近于量子力学的终极限,即海森堡极限 $1/N$ 。

2.2 自旋压缩的内涵

原子自旋压缩最早于 1992 年提出^[18-19],根据应用领域的不同,存在多种定义方式。其中,应用最广泛的是 Wineland 标准^[41]和 Kitagawa & Ueda 标准^[19]。

Wineland 标准考虑的是在 Ramsey 干涉过程中相

位估计的灵敏度。在量子力学中,相位并非直接可观测量,但是可以通过干涉方法,利用可观测量(如原子数目)进行估计。Ramsey 干涉法就是量子精密测量中用于估计相位的最基本方法。典型的 Ramsey 干涉法,包括初态制备、相位演化、观测读出、相位估计等几个步骤。其中,相位演化过程中累积的相位包含了待测的有价值信息,例如频率、加速度等。采用两个时间间隔为 T_R 的 $\pi/2$ 脉冲,将原子在演化过程中累积的相位转化为可观测的原子数目,则可以通过相位估计来确定待测物理量。

利用非关联的原子系综,即处于自旋相干态的原子进行 Ramsey 干涉,其过程在 Bloch 球上的演示如图 2(a)所示。原子系综初态为处于基态的 CSS,第一个 $\pi/2$ 脉冲将原子系综制备到叠加态上,经过一段时间的演化,原子系综累积相位 $\Delta\phi$ 。接下来,第二个 $\pi/2$ 脉冲将累积的相位转化为原子数目,并可以通过测量读出。处于 CSS 的原子系综,由于量子投影噪声的存在,其相位估计的灵敏度极限为标准量子极限 $1/\sqrt{N}$ 。对原子系综引入压缩,将其相位不确定度降低,而原子数目不确定度增大,再进行 Ramsey 干涉,则能够达到优于 SQL 的相位估计灵敏度,如图 2(b)所示。Wineland 等为了表征在 Ramsey 干涉测量过程中,使用 SSS 得到的相位估计灵敏度的增益,提出了自旋压缩参数^[36],

$$\xi_R^2 = \frac{(\Delta\phi)^2}{(\Delta\phi)_{\text{CSS}}^2} = \frac{N(\Delta J_{n_1})^2}{|\langle \hat{J} \rangle|^2}, \quad (7)$$

式中: $(\Delta\phi)_{\text{CSS}}$ 表征的是使用 CSS 对应的相位灵敏度,

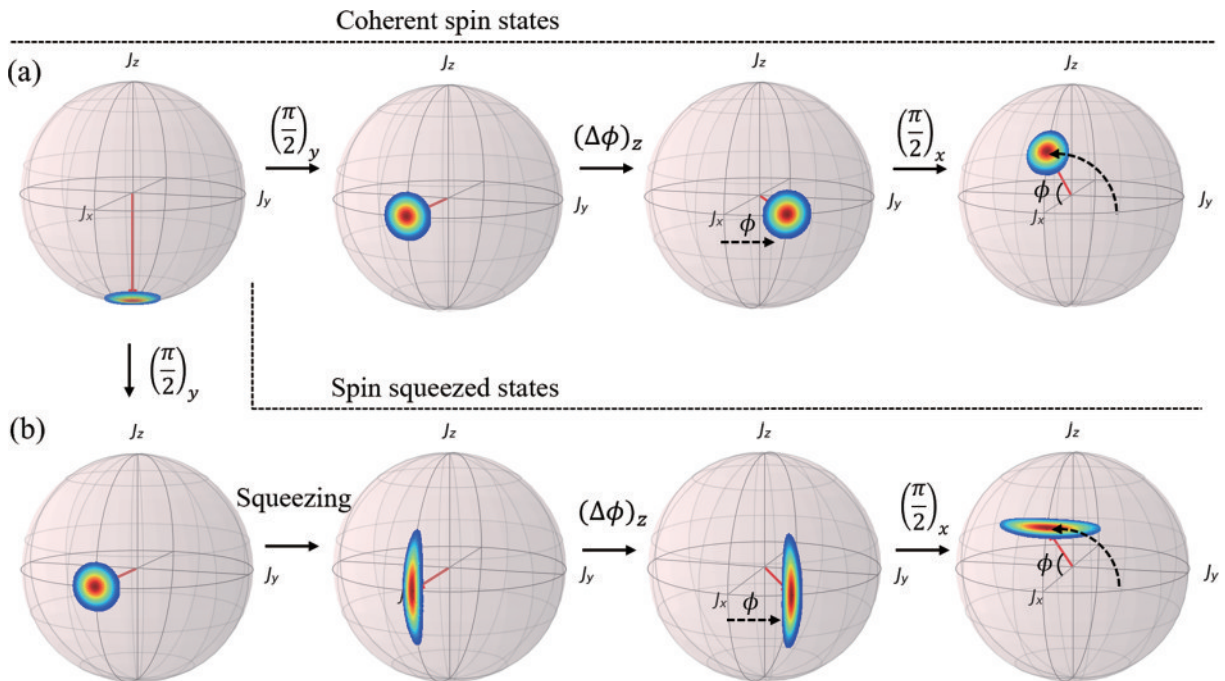


图 2 (a)自旋相干态和(b)自旋压缩态的 Ramsey 干涉过程示意图^[27, 42]

Fig. 2 Ramsey interferometers with (a) coherent spin states and (b) spin squeezed states^[27, 42]

即标准量子极限 $1/\sqrt{N}$; \mathbf{n}_\perp 为平均自旋方向的法向量。所以, Wineland 标准表征的是使用一般的原子态进行相位估计, 相对于使用 CSS 的灵敏度增益。

另一种常用的自旋压缩参数由 Kitagawa 和 Ueda^[19] 提出,

$$\xi_S^2 = \frac{\min(\Delta J_{n_\perp}^2)}{j/2} = \frac{4\min(\Delta J_{n_\perp}^2)}{N}, \quad (8)$$

式中: $j = N/2$ 。Kitagawa 参数用于表征原子自旋方向上噪声的减小。对于 CSS, 它等于 1, 当它小于 1 时, 说明该方向上的噪声减弱, 同时也标志着自旋压缩的产生。

需要指出, Wineland 参数 ξ_R 是 Kitagawa 参数 ξ_S 与总自旋长度 (即 Ramsey 干涉的对比度) 之间的比值, 即:

$$\xi_R^2 = \left(\frac{j}{|\langle \hat{J} \rangle|} \right)^2 \xi_S^2. \quad (9)$$

由于 $j = N/2 \geq |\langle \hat{J} \rangle|$, 因此可以得到 $\xi_S^2 \leq \xi_R^2$ 。值得注意的是, 当 $\xi_R < 1$ 时, 必定有 $\xi_S < 1$, 且相位灵敏度优于 SQL, 反过来却并非如此, $\xi_S < 1$ 与测量灵敏度的提升没有直接联系。

值得一提的是, 压缩与多粒子纠缠有着天然的联系。多粒子纠缠通常可以通过“纠缠深度 (entanglement depth)”或“ k -可分性 (k -separability)”来描述。纠缠深度 w 表征至少有 w 个粒子是纠缠的, 而 k -可分性则表示多粒子体系可分割子系统的最大数目为 k , 两种纠缠定义之间存在微妙的联系^[43]。压缩是纠缠的充分条件, 而非必要条件。例如, 有些非经典态是纠缠的, 如 NOON 态^[44]、Dicke 态^[45]等, 但却是非压缩的。最后, 纠缠是量子精密测量突破标准量子极限的充分必要条件。

3 原子系综内自旋压缩的产生

光与原子的相互作用是目前在原子系综内产生大程度自旋压缩和量子纠缠的最有效方式。其主要方法包括: 1) 基于量子非破坏 (QND) 测量的自旋压缩生

成; 2) 光与原子相互作用产生单轴扭转 (OAT) 的自旋压缩生成; 3) 压缩光与原子相互作用导致的压缩传递。在前两种方法中, 得益于高精度光学谐振腔的辅助, 光与原子相互作用的强度得到大幅度提升, 使得大程度压缩成为可能, 并应用于量子增强的精密测量中, 实现突破标准量子极限的测量灵敏度。

3.1 基于量子非破坏测量的自旋压缩

测量是制备量子态的一种方法。通常情况下, 测量之后被测量的原子将坍缩到测量结果所显示的本征态上。如果不改变被测量状态的前提下, 实现对被测量的估计, 那么这种方式就称为量子非破坏测量。QND 测量是在原子系综内产生大程度压缩的一种有效的方式, 通常需要满足以下几个条件^[46]: 1) 足够弱以至于不会将量子态坍缩到某一本征态上; 2) 足够强以至于可以达到高于 SQL 的分辨率; 3) 不会分辨每一个自旋。

其中: 第一个条件保证了相位的相干性, 如果量子态坍缩到某一特定的本征态上, 则失去了测量的应用价值; 第二个条件保证了自旋压缩态的产生, 只有当测量的分辨率高于 SQL 时, 才能产生自旋压缩; 第三个条件设定了测量过程中量子态的对比度要求, 主要考虑自由空间散射的影响, 部分光子因散射而导致信号的损失, 造成干涉测量对比度下降。

利用 QND 测量制备自旋压缩态可以在自由空间中实现。然而, 自由空间中光与原子相互作用的强度一般较弱, 因此通常需要使用高功率、强聚焦的激光束来制备自旋压缩态。光学谐振腔具有功率放大的作用, 同时具备准直性好、参数可调等优点, 极大地增强了光与原子相互作用的强度, 被广泛用于自旋压缩态的产生和调控, 成为目前大多数自旋压缩相关的量子精密测量中不可或缺的器件^[47]。

3.1.1 自由空间的 QND 测量

在自由空间中进行 QND 测量产生自旋压缩的原理如图 3 所示。探测光与原子系综相互作用后, 透射光由探测器获取。原子的末态取决于探测光的测量结果, 也和探测器的性能有关, 因此利用这种测量方式制备自旋压缩态也称为“有条件”压缩 (conditional spin

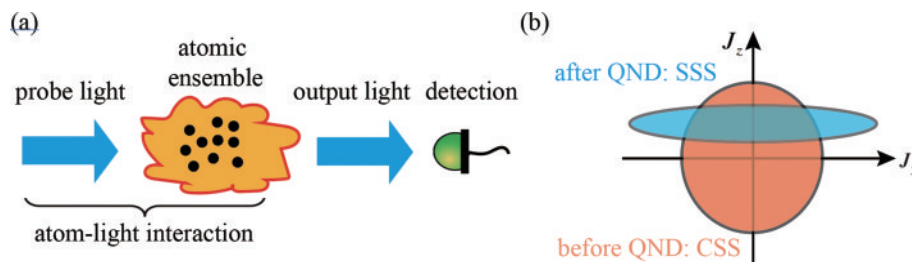


图 3 基于自由空间 QND 测量产生自旋压缩态。(a) 自由空间中光与原子相互作用原理示意图; (b) QND 测量制备原子自旋压缩示意图^[26]

Fig. 3 Spin squeezing by QND measurement in free space. (a) Atom-light interaction in free space; (b) generation of spin squeezed states with QND measurement^[26]

squeezing)。然而,原子自旋噪声的降低是完全确定性的。

在自由空间中利用 QND 测量产生自旋压缩态的实验最早由丹麦哥本哈根大学 Polzik 研究团队验证^[48]。2009 年,研究人员利用两束频率不同的线偏振激光作为马赫-曾德尔(MZ)干涉仪的入射光,其中约 $N = 1.2 \times 10^5$ 个铯(Cs)原子处于 MZ 的一臂上。两臂上非共振的探测光分别激发铯原子能级跃迁,引起探测光相移,相移量与原子数目有关。通过 MZ 干涉测量得到两臂上累积的光学相移量的大小,实现两个原子态上相对数目的 QND 探测,制备了自旋压缩态。实验结果显示产生

了 3.4 dB 的自旋压缩。随后,该研究小组在两个 QND 测量之间引入 Ramsey 干涉序列,验证了一种相位灵敏度优于 SQL 1.1 dB 的压缩态原子钟^[49]。此外,2015 年,Polzik 研究团队^[50]还通过频闪测量(stroboscopic probing)的方式,有效规避了连续测量带来的反作用,进而保证了 QND,实现了自旋压缩态的制备。

3.1.2 基于光腔发散区的 QND 测量

基于光学谐振腔制备自旋压缩态的方式,根据探测光频率与原子失谐量的大小,可以将其分为发散区和近共振区两类。光学谐振腔与原子耦合系统,及两种方式下原子能级跃迁示意如图 4 所示。

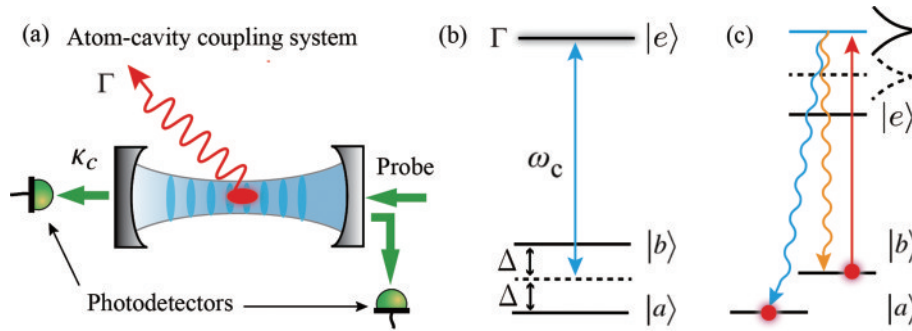


图 4 基于光学谐振腔的 QND 测量产生自旋压缩态^[52-54]。(a)原子系综和谐振腔耦合系统;(b)工作在发散区;(c)工作在近共振区(正规模式劈裂)

Fig. 4 Cavity-based QND measurement for the generation of spin squeezed states^[52-54]. (a) Atom-cavity coupling system; (b) working in the dispersive regime; (c) working in the near resonant (normal mode splitting) regime

当激光频率相对于原子共振频率失谐量较大时,可以通过测量原子对腔造成的发散相移来测量原子数目,制备自旋压缩态。考虑一个由三能级原子系综和光学谐振腔组成的耦合系统,如图 4(a)所示。其中, N 个三能级原子,基态分别为 $|a\rangle$ 和 $|b\rangle$,频率差为 $\hbar\omega$,激发态为 $|e\rangle$,其自然线宽为 Γ ,光学腔的共振频率为 ω_c ,线宽为 κ_c 。腔内光场与原子相互作用的等效 Rabi 频率为 $2g$,腔的共振频率 ω_c 相对于 $|a\rangle \leftrightarrow |e\rangle$ 、 $|b\rangle \leftrightarrow |e\rangle$ 跃迁频率的失谐大小相等,方向相反。在低探测光功率且大失谐的条件下,相互作用哈密顿量^[51]为

$$\hat{H} = \hbar\omega_c \hat{c}^\dagger \hat{c} + \hbar \frac{2g^2}{\Delta} \hat{c}^\dagger \hat{c} \hat{J}_z + \hbar\omega \hat{J}_z, \quad (10)$$

式中: \hat{c} 和 \hat{c}^\dagger 分别是腔光子的湮灭和产生算符。光对原子的作用表现为对 $|a\rangle$ 和 $|b\rangle$ 之间跃迁频率的交流斯塔克(ac Stark)频移 $\delta\omega_c$ 。处在 $|a\rangle$ (或 $|b\rangle$) 态的原子增加(或减小)了对探测光的折射率,其净作用相当于将腔的共振频移了,

$$\delta\omega_c = \frac{2g^2}{\Delta} \frac{N_a - N_b}{2} = \frac{2g^2}{\Delta} J_z, \quad (11)$$

式中: N_a 和 N_b 分别为处在 $|a\rangle$ 和 $|b\rangle$ 态上的原子数目。因此,通过测量腔的共振频移,即可非破坏地测量 J_z 。根据 Wineland 标准,考虑自由空间散射导致的退相干效应,这种方法带来的自旋压缩增益^[52-53]为

$$\xi_r^2 = \frac{1 + NC(\Gamma/\omega)^2}{\sqrt{NC}}, \quad (12)$$

式中: $C = \frac{(2g)^2}{\kappa_c \Gamma}$ 定义为单原子协同度。 C 的物理意义是散射到腔模和自由空间的光子数的比值,它只与腔的几何结构有关,且正比于腔的精细度。

3.1.3 基于光腔近共振区的 QND 测量

当腔内光场与原子处在近共振状态时,可以通过光腔的正规模式劈裂来非破坏地测量原子数目,制备原子系综的自旋压缩态^[54-55]。如图 4(c)所示,考虑一个三能级原子,假设处于 $|a\rangle$ 态上的原子与腔模不发生相互作用, $|b\rangle$ 态上的原子数目远大于 1,腔内探测光功率微弱,因此处于 $|e\rangle$ 态上的原子数目远小于 N_b 。则位于 $|b\rangle$ 态上的原子会导致腔场共振模式发生劈裂,大小取决于 N_b ,

$$\omega_c^\pm = \omega_c - \frac{\delta_c \pm \sqrt{\delta_c^2 + 4g^2 N_b}}{2}, \quad (13)$$

式中: $\delta_c = \omega_c - \omega_{be}$ 是相对于原子跃迁 ω_{be} 的腔失谐量; ω_c 是裸腔频率; $2g$ 是等效 Rabi 频率。当失谐量 $\delta_c = 0$ 时,会产生两个明显的共振峰,间距为 $2g\sqrt{N_b}$,这种现象被称为腔的正规模式劈裂。在集体强耦合的条件下,即 $g\sqrt{N_b} \gg \kappa_c, \Gamma$,耦合系统的正规模式劈裂能够精确测量,因此通过测量 ω_c^\pm 即可确定 N_b 。对于

N_a 的测量,则可以先通过一个共振 π 脉冲将 $|a\rangle$ 和 $|b\rangle$ 反转,再以相同的方法测量。对于光腔耦合系统,限制自旋压缩增益的主要因素是耦合系统的退相干效应,其主要来源为腔内光子的自由空间散射^[52, 54]。

3.2 基于单轴扭转哈密顿量的自旋压缩

光介质中非线性相互作用导致的单轴扭转(OAT)哈密顿量是产生原子系综自旋压缩的另一种方式。OAT方法最早由Kitagawa和Ueda^[19]提出,其相互作用哈密顿量为

$$\hat{H}_{\text{OAT}} = \hbar\chi\hat{J}_z^2, \quad (14)$$

式中: χ 表征相互作用的强度。由式(4)可知,CSS在Dicke基矢下可以表示为 $|J, m\rangle$ 的相干叠加, $|J, m\rangle$ 是

OAT哈密顿量的本征态,其本征值为 χm^2 。考虑一个CSS在OAT哈密顿量作用下的演化,其相位演化规律为 $\exp(-i\chi m^2 t)$,其导数为 $2\chi m$,表示 $|J, m\rangle$ 态的进动频率与 m 呈线性相关。因此,量子噪声成分的 m 值越大,其进动速度越快。同时,具有 $+m$ 和 $-m$ 的噪声成分将以相反的方向进动。整个过程可以通过图5(a)~(d)表示,对应的 m 值依次增大。其结果为:在OAT哈密顿量的作用下,CSS的噪声分布发生了旋转,导致其在一个方向的噪声分布小于CSS的投影噪声。这种旋转可以认为是Bloch球沿 z 轴扭转得到的,因此称为单轴扭转。最后,通过将OAT产生的态沿 y 轴方向旋转一个角度,则可以得到自旋压缩态。

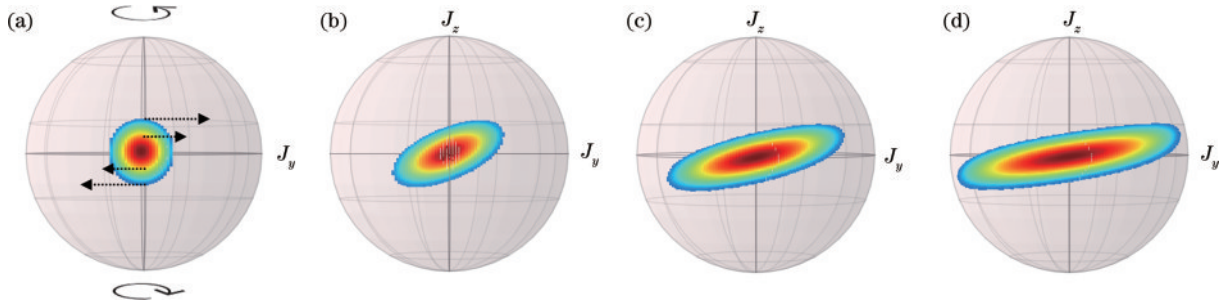


图5 单轴扭转哈密顿量产生自旋压缩过程示意图

Fig. 5 Spin squeezing with one-axis twisting Hamiltonian

单轴扭转哈密顿量可以通过BEC中原子与原子之间的碰撞产生,并用于制备压缩态^[56]。在中性冷原子系综中,原子密度稀薄,原子之间相互作用可以忽略不计。而光与原子之间的非线性相互作用通过谐振腔放大后显著增强,可以用于产生OAT哈密顿量。因此,这种方法也称为腔反馈式自旋压缩^[51]。考虑光场的Stokes算符 \hat{S}_z 与原子自旋算符 \hat{J}_z 成正比,则描述光与原子相互作用的哈密顿量 $\hat{H} \propto \hat{S}_z \hat{J}_z$ 变为 $\hat{H} \propto \hat{J}_z^2$,代表了一个有效的OAT非线性作用,可以用于产生“无条件”自旋压缩(unconditional spin squeezing)。相比于基于QND测量产生的“有条件”自旋压缩,基于OAT的自旋压缩不依赖于预先测量,对探测器的性能没有要求,因此它产生的自旋压缩是确定性的。

3.3 其他类型的自旋压缩产生方式

自旋压缩还可以通过压缩光与原子系综相互作用的方式产生,将光场正交分量的压缩转移到原子系综的自旋压缩^[57-58]。实验上首次验证是对铯原子的三个超精细结构能级,利用原子对具有相反圆偏振的压缩真空态的光的吸收,使得原子自旋噪声降低到量子投影噪声以下^[59]。另一种方法是通过电磁诱导透明^[60],将光场的压缩映射到原子自旋上,其在BEC以及原子干涉仪、原子激光中均有应用。此外,通过在原子内态之间(比如核自旋和电子自旋)引入纠缠,也可以制备自旋压缩态,并可以通过量子态层析成像进行验证^[61]。更加详细的综述请参阅文献[26]。

4 原子自旋压缩在量子精密测量中的应用

原子自旋压缩对量子精密测量的灵敏度提升首先在原子微波钟领域得到验证^[53-54, 62]。近三年来,其在原子光钟、原子干涉仪、原子磁力仪、量子增强网络等领域均取得了重要突破^[29-31, 63]。国内对于原子自旋压缩的研究也展现出浓厚的兴趣,近几年来取得了一系列标志性的成果^[32-38]。表1归纳了近年来原子自旋压缩在量子精密测量领域取得的主要研究成果。下面,对近年来取得的重大研究突破和研究前景作简单陈述。

4.1 压缩态原子钟

4.1.1 压缩态原子微波钟

原子微波钟利用碱金属原子基态超精细结构能级跃迁频率作为基准,是目前国际单位制中“秒”的定义参考。对碱金属元素钟跃迁能级引入自旋压缩^[49, 53, 62],作为原子微波钟的输入态,已经成功验证了对原子微波钟灵敏度的提升,并优于标准量子极限。

2010年,来自MIT的Vuletić研究团队^[51, 64]利用光学谐振腔与 ^{87}Rb 原子相互作用产生的腔反馈效应(OAT哈密顿量),首次在 ^{87}Rb 原子超精细结构能级之间产生自旋压缩,验证了5.6 dB的灵敏度提升^[64]。随后,他们利用产生的自旋压缩态,在Rb原子钟上验证了方差优于SQL 4.5 dB的压缩态原子钟^[62],阿伦标准差为 $\sigma(\tau) = 1.1 \times 10^{-9} \text{s}^{1/2} / \sqrt{\tau}$ 。2016年,美国斯坦福

表 1 原子自旋压缩在量子精密测量领域主要研究成果

Table 1 Principal achievements of atomic spin squeezing in quantum precision measurement

Year	Ref.	Atom	Type	Gain /dB	Method
2010	[8]	Cs	Magnetometer	1.5	-
2010	[62]	Rb	μ W clock	4.5	QND
2011	[54]	Rb	μ W clock	3.4	QND
2016	[53]	Rb	μ W clock	10.5	QND
2020	[32]	Rb	Magnetometer	5.6	QND
2020	[29]	Yb	OLC	4.4	OAT
2022	[30]	Rb	AI	3.4 & 2.5	QND & OAT
2022	[63]	Rb	μ W clock & AI network	4.5 & 1.6	QND
2022	[31]	Sr	OLC comparison	1.8	QND

Notes: μ W clock is microwave clock, OLC is optical lattice clock, AI is atom interferometry.

大学的 Kasevich 研究团队^[53]利用相似的方法,验证了方差优于 SQL 10.5 dB 的自旋压缩,阿伦标准差为 $\sigma(\tau) = 9.7 \times 10^{-11} \text{s}^{1/2} / \sqrt{\tau}$ 。

然而,受限于微波频段的基频频率,原子微波钟所能达到的相对频率不确定度在 10^{-16} 量级,压缩对其灵敏度提升的实际应用价值并不显著。光钟的出现,直接将原子钟的相对频率不确定度提升了 3~4 个量级,接近 10^{-20} ^[1]。对光钟引入自旋压缩,有望进一步推进频率测量的极限,这将是人类目前所拥有的最精密的测量工具。

4.1.2 压缩态原子光钟

光学原子钟利用(类)碱土金属元素存在的光学频段窄线宽钟跃迁作为频率参考,目前其相对频率不确定度已经接近 10^{-20} ,稳定度优于 10^{-18} 量级,限制其灵敏度进一步提升的主要因素为 Dick 噪声和量子投影噪声^[2]。Dick 噪声是由光钟的间断运行带来的死区时间所导致的^[65-66]。利用原子自旋压缩,一方面,基于 QND 测量可以使得原子光钟在无死区时间的条件下运行,规避 Dick 噪声的影响,另一方面,可以重新分配原子相位和原子数目不确定度,突破量子投影噪声极限。

2020 年,来自 MIT 的 Vuletic 研究团队^[67]利用高

精细度光学腔与二维光晶格内俘获的 ^{171}Yb (镱)原子相互作用,利用腔内光场与原子相互作用产生的 OAT 哈密顿量,在其基态核自旋子能级上产生了接近么正(near-unitary)的自旋压缩。在此情况下,压缩和反压缩(anti-squeezing)带来了原子相位和数目不确定度的重新分配,但 Bloch 球面积基本不变,这对光钟的实际应用具有非常重要的现实意义。随后,研究人员利用共振的光学 π 脉冲将核自旋子能级上的压缩映射到钟跃迁能级上,成功制备了 5.9 dB 的光学跃迁自旋压缩^[29]。最后,他们首次成功验证了压缩增强的光学原子钟。采用 Ramsey 干涉方式,在去除了本振激光相位噪声后,得到了优于标准量子极限 4.4 dB 的相对频率稳定度。实验原理和主要结果如图 6 所示。研究人员预估,采用压缩的光学原子钟,可以进一步将时钟稳定度提升到 10^{-19} 量级。并且可以在有限带宽内,完成对特定物理现象的快速测量,使得压缩态光学原子钟在解决特定物理问题方面具有不可比拟的优势。

除了镱原子光钟外,锶(Sr)原子光钟也是目前极具竞争力的下一代“秒”定义的候选。对锶原子光钟引入自旋压缩的实验研究取得了一系列进展^[68-71]。目前大部分研究团队采用的是 QND 的方法,即利用光学谐

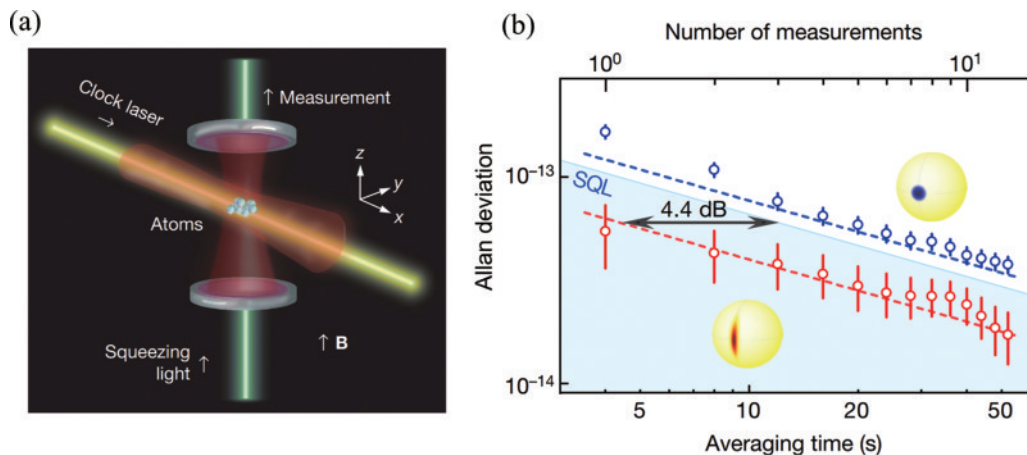


图 6 自旋压缩镱原子光钟^[29]。(a)实验原理示意图;(b)主要实验结果

Fig. 6 Spin squeezed Yb optical lattice clock^[29]. (a) Experimental schematic; (b) experimental results

振腔,在发散区或者近共振区与原子系综发生相互作用,作为预测量制备自旋压缩态。然后将压缩态作为初态进行 Ramsey 干涉,随后在末态探测中减去预测量的噪声,得到优于标准量子极限的灵敏度。2022 年,美国国家标准局(NIST) Ye 研究团队在预印版论文^[31]中报道了利用 QND 方法对两个 ^{87}Sr 光钟进行自旋压缩,在含有 1.9×10^4 个原子的系综中产生了 1.8 dB 的自旋压缩。同时,研究人员对两个压缩态 ^{87}Sr 光钟进行直接比对,验证了自旋压缩对光钟稳定性的提升,优于标准量子极限 2.0 dB。此项研究对于压缩态光钟的实际应用具有开创性意义。

4.2 压缩态原子干涉仪

不同于内态干涉的原子钟,原子干涉仪利用原子外态(即动量态)干涉,实现对重力加速度的测量。因为

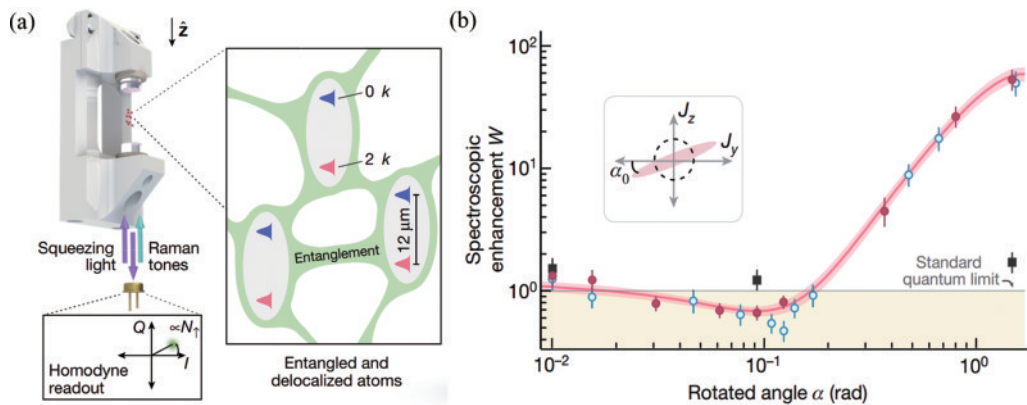


图 7 自旋压缩铷原子干涉仪^[29]。(a)实验装置示意图;(b)主要实验结果

Fig. 7 Spin-squeezed Rb atom interferometer^[29]. (a) Experimental schematic; (b) experimental results

除了铷原子之外,近年来,基于铯的原子干涉仪也受到了广泛关注,并在引力波探测等领域显示出相比于碱金属更大的潜力^[13]。2019年,意大利佛罗伦萨大学 Tino 小组^[72]提出基于铯原子动量态自旋压缩的原子干涉仪,采用高精度光学环形腔,对铯原子 $^1\text{S}_0$ — $^3\text{P}_1$ 跃迁利用 QND 方式产生动量态自旋压缩,并在实验上进行了初步的探索^[73]。此外,基于铯原子钟跃迁单光子干涉仪的成功验证^[74-76],可以对钟跃迁干涉仪进行自旋压缩,将在引力波和暗物质探测等领域具有重要的意义。

4.3 压缩态原子磁力仪

原子磁力仪利用光与自旋极化的原子系综相互作用来进行微弱磁场的探测。根据应用场合不同,原子系综可以处于室温下的气室中,也可以是激光冷却的原子团。原子磁力仪的灵敏度主要受限于量子散粒噪声,包括原子散粒噪声和光子散粒噪声,其灵敏度已经逼近散粒噪声极限^[8]。2020年,复旦大学肖艳红和山西大学申恒研究团队,根据丹麦理论物理学家 Mølmer 提出的“过去量子态”方案^[77],提出了一种基于预测和回溯测量的改进 QND 方法^[32]。相比于一般的 QND 测量方法,研究人员增设一次后续脉冲测量,形成融前

动量态对退相干效应更加敏感,制备长相干时间的原子纠缠面临巨大的技术挑战,因此利用自旋压缩提升原子干涉仪灵敏度一直是研究人员试图解决的难题。

2022年,美国科罗拉多大学 Thompson 研究团队^[30]实现了原子干涉仪的动量态自旋压缩,首次验证了突破标准量子极限的原子干涉测量,并将多粒子纠缠和物质波干涉(非定域性)这两个量子力学中最典型的反常现象完美地结合起来。研究团队利用高精度光学腔与冷却后的 ^{87}Rb 原子相互作用,采用 QND 和 OAT 两种自旋压缩生成方式,分别产生了 3.4 dB 和 2.5 dB 的压缩。其中,基于 OAT 方式产生的自旋压缩态,包含 660 个原子,被成功应用于 MZ 型原子干涉仪,得到了优于标准量子极限 1.7 dB 的测量灵敏度。实验装置示意图和主要实验结果如图 7 所示。

期预测、中期测量、后期回溯于一体的三脉冲测量序列,进一步压缩量子噪声。通过该方案,在 Rb 原子气室中实现了对 10^{11} 个原子的自旋压缩,为迄今为止原子数目最多的自旋压缩态系统,并且验证了 5.6 dB 的压缩增益。基于此系统,研究人员验证了突破标准量子极限的高灵敏度原子磁力仪^[32-33]。

另外,值得一提的是,近年来,国内一些高校对原子自旋压缩领域展现出了极大的兴趣。除上述复旦大学和山西大学外,清华大学^[34]、中国科学技术大学^[35]、浙江大学^[36]、华东师范大学^[37]、兰州大学^[38]等单位均在原子自旋压缩领域取得一定理论和实验研究成果。

4.4 纠缠增强的量子精密测量网络

空间分布式的量子精密测量网络对于测量引力红移^[6]、重力梯度^[78],和使用差分模式的引力波探测、暗物质探索^[3]具有重要价值,也为原子自旋压缩提供了更多的应用场景。基于原子自旋压缩的纠缠可以进一步增强量子精密测量网络的精密度和实用性。2022年,美国斯坦福大学 Kasevich 研究团队^[63]利用 ^{87}Rb 原子,验证了一种分布式量子纠缠的传感网络。研究人员使用共用的 QND 探测方式,在空间分布式的网络节点上同时产生自旋压缩,并且在这些网络节点

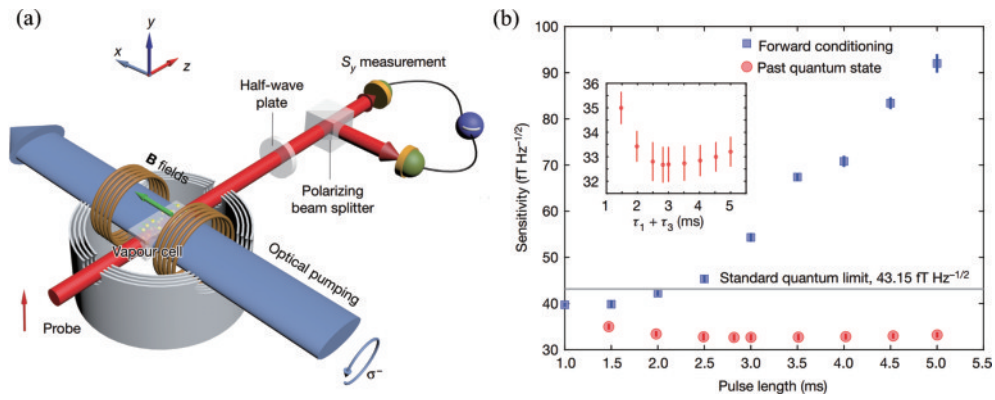


图 8 自旋压缩铷原子磁力仪^[32]。(a)实验装置图;(b)主要实验结果

Fig. 8 Spin-squeezed Rb atom magnetometer^[32]. (a) Experimental schematic; (b) experimental results

上,分别实现了对时间和加速度的精确测量。与没有使用量子纠缠的类似装置相比:时间测量的精度提升

了 4.5 dB,且优于 SQL 11.6 dB;加速度测量的精度提升了 1.6 dB。实验原理如图 9 所示。

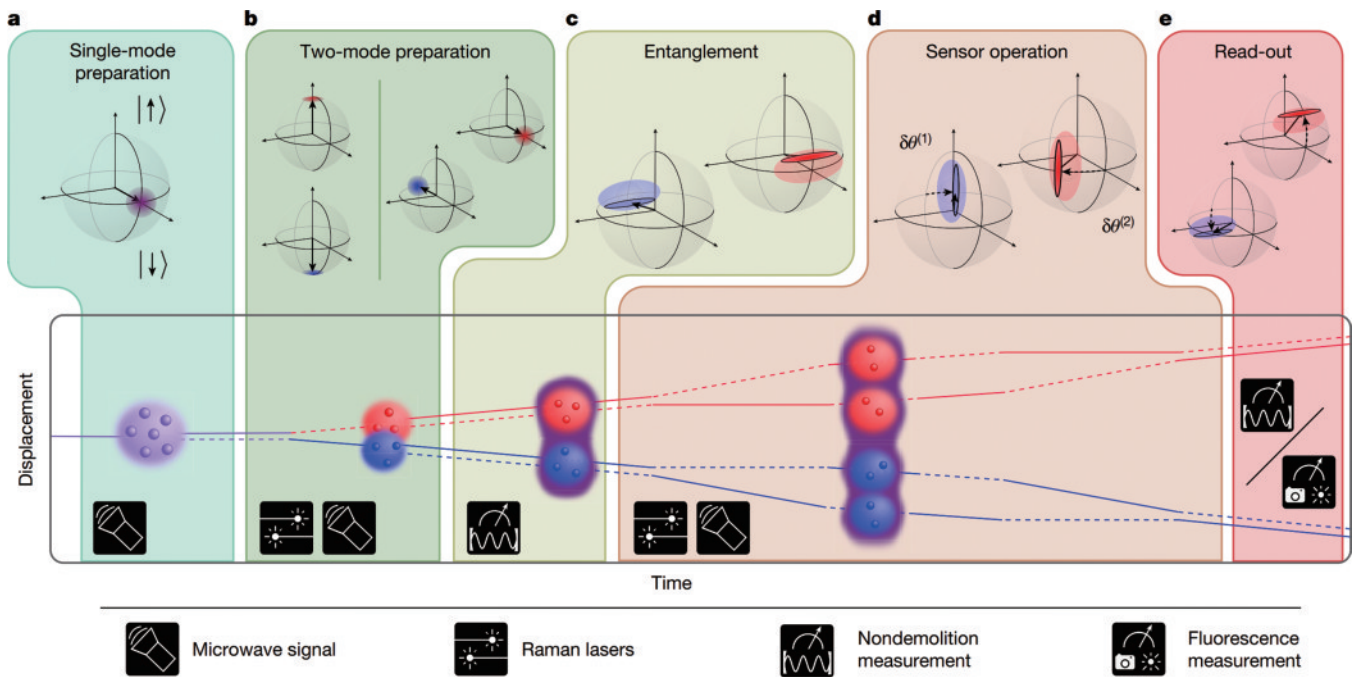


图 9 Kasevich 团队研制的纠缠增强的分布式量子精密测量网络^[63]

Fig. 9 Entanglement-enhanced distributed quantum sensing network from the Kasevich group^[63]

2022 年 12 月,以 Kasevich 为核心成员之一的美国 Q-NEXT 量子研究中心发布《量子互连路线图》^[79]。该报告阐述了量子互连在量子计算、通信和精密测量中的作用,并概述了未来 10~15 年量子信息技术的发展方向。以量子精密测量为例,开发互连式的传感网络,利用多个传感器节点之间的关联性和纠缠来实现单个传感器所不能达到的观测结果,将是未来亟需解决的技术挑战。

5 结束语

近两年来,随着光学原子钟和原子干涉仪技术不断成熟,并且得益于高精度光学谐振腔的辅助,原子自旋压缩在光钟和原子干涉仪领域均取得了重要突

破,并且朝着网络化、分布式的方向发展。对原子自旋压缩在量子精密测量领域的发展前景和有待解决的关键难题,归纳为以下几个方面。

1) 分布式纠缠增强的量子精密测量网络。量子精密测量的实用化,如定义时空基准、导航定位、引力波测量、暗物质探索等,依赖于多节点的测量网络。基于原子自旋压缩的纠缠增强,也将朝着多节点、网络化、分布式的方向发展^[63],以实现空间大尺度范围内测量灵敏度的提升。然而,由于原子退相干效应的限制,空间分离的原子系综相干性十分脆弱。因此,如何保证分布式系统下原子系综相干性^[80]和纠缠度,将是需要解决的难题之一。

2) 更大程度的自旋压缩增益。从测量的角度来

看,当压缩带来的测量增益越大,原子器件越有用。例如,原子钟可以在更短的积分时间内达到灵敏度极限,原子干涉仪可以具有更高的分辨率等。限制压缩增益的因素,一方面是参与相互作用的原子数目^[32],另一方面是由于光子散射导致的信号丢失^[81]。此外,基于 QND 测量的“有条件”压缩生成与探测器性能息息相关^[73]。因此,为了追求更大的压缩增益,未来的发展方向包括:增大原子系综内的原子数目,抑制自由空间光子散射,研发更低噪声的探测器等。

3) 更加集成的量子精密传感器件。随着光子集成芯片^[82]、磁场芯片^[83]、二维新材料^[84]等集成化器件在冷原子领域的应用,量子精密传感器件未来将会更加紧凑、集成、高效^[85]。设计新的、集成化纠缠增强的量子精密传感器件是未来的发展方向之一。由于光学谐振腔是目前大部分原子自旋压缩必不可少的核心元件,因此,设计芯片级、可兼容、高精细度的光学微腔结构,是需要解决的难题之一。

原子自旋压缩是获取能够突破标准量子极限的测量灵敏度的重要方式。使用自旋压缩这一量子资源,可以进一步提高量子精密传感器件的灵敏度,使得量子精密测量在引力波和暗物质探索、基础物理学验证等领域取得更多成果。本文首先介绍原子自旋压缩的概念和内涵,其次总结目前在中性原子系综内产生自旋压缩的主要方法,重点阐述了利用量子非破坏测量产生自旋压缩态的方法,最后概述了原子自旋压缩在量子精密测量领域取得的代表性成果,并对该领域的热点研究方向进行了归纳。可以预见,随着国际和国内量子信息领域的迅速发展,以及科学研究和军事民用的需求牵引,发展更高精度的量子精密测量技术具有更为深远的意义和更高的现实价值。而基于原子自旋压缩的纠缠增强技术,则是实现这一突破的关键之一,也是未来量子科技创新的一个重要的制高点。

参 考 文 献

- [1] Ludlow A D, Boyd M M, Ye J, et al. Optical atomic clocks[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2015, 87(2): 637-701.
- [2] 卢晓同, 常宏. 光晶格原子钟研究进展[J]. *光学学报*, 2022, 42(3): 0327004.
Lu X T, Chang H. Progress of optical lattice atomic clocks[J]. *Acta Optica Sinica*, 2022, 42(3): 0327004.
- [3] Tino G M. Testing gravity with cold atom interferometry: results and prospects[J]. *Quantum Science and Technology*, 2021, 6(2): 024014.
- [4] Savoie D, Altorio M, Fang B, et al. Interleaved atom interferometry for high-sensitivity inertial measurements [J]. *Science Advances*, 2018, 4(12): eaau7948.
- [5] Budker D, Romalis M. Optical magnetometry[J]. *Nature Physics*, 2007, 3(4): 227-234.
- [6] Bothwell T, Kennedy C J, Aeppli A, et al. Resolving the gravitational redshift across a millimetre-scale atomic sample[J]. *Nature*, 2022, 602(7897): 420-424.
- [7] Kasevich M A, Chu S. Atomic interferometry using stimulated Raman transitions[J]. *Physical Review Letters*, 1991, 67(2): 181-184.
- [8] Wasilewski W, Jensen K, Krauter H, et al. Quantum noise limited and entanglement-assisted magnetometry [J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(13): 133601.
- [9] Rosi G, Sorrentino F, Cacciapuoli L, et al. Precision measurement of the Newtonian gravitational constant using cold atoms[J]. *Nature*, 2014, 510(7506): 518-521.
- [10] Parker R H, Yu C H, Zhong W C, et al. Measurement of the fine-structure constant as a test of the Standard Model[J]. *Science*, 2018, 360(6385): 191-195.
- [11] Rosi G, D'Amico G, Cacciapuoli L, et al. Quantum test of the equivalence principle for atoms in coherent superposition of internal energy states[J]. *Nature Communications*, 2017, 8(1): 1-6.
- [12] Yu N, Tinto M. Gravitational wave detection with single-laser atom interferometers[J]. *General Relativity and Gravitation*, 2011, 43(7): 1943-1952.
- [13] Graham P W, Hogan J M, Kasevich M A, et al. New method for gravitational wave detection with atomic sensors[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(17): 171102.
- [14] Chaibi W, Geiger R, Canuel B, et al. Low frequency gravitational wave detection with ground-based atom interferometer arrays[J]. *Physical Review D*, 2016, 93(2): 021101.
- [15] Arvanitaki A, Graham P W, Hogan J M, et al. Search for light scalar dark matter with atomic gravitational wave detectors[J]. *Physical Review D*, 2018, 97(7): 075020.
- [16] Safronova M, Budker D, DeMille D, et al. Search for new physics with atoms and molecules[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2018, 90(2): 025008.
- [17] Stray B, Lamb A, Kaushik A, et al. Quantum sensing for gravity cartography[J]. *Nature*, 2022, 602(7898): 590-594.
- [18] Wineland D J, Bollinger J J, Itano W M, et al. Spin squeezing and reduced quantum noise in spectroscopy[J]. *Physical Review A*, 1992, 46(11): R6797-R6800.
- [19] Kitagawa M, Ueda M. Squeezed spin states[J]. *Physical Review A*, 1993, 47(6): 5138-5143.
- [20] 秦忠忠, 王美红, 马荣, 等. 压缩态光场及其应用研究进展[J]. *激光与光电子学进展*, 2022, 59(11): 1100001.
Qin Z Z, Wang M H, Ma R, et al. Progress of the squeezed states of light and their application[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2022, 59(11): 1100001.
- [21] 刘翊钊, 左小杰, 闫智辉, 等. 基于光学参量放大器的量子干涉仪的分析[J]. *光学学报*, 2022, 42(3): 0327013.
Liu Y Z, Zuo X J, Yan Z H, et al. Analysis of quantum interferometer based on optical parametric amplifier[J]. *Acta Optica Sinica*, 2022, 42(3): 0327013.
- [22] Aasi J, Abadie J, Abbott B P, et al. Enhanced sensitivity of the LIGO gravitational wave detector by using squeezed states of light[J]. *Nature Photonics*, 2013, 7(8): 613-619.
- [23] Bohnet J G, Sawyer B C, Britton J W, et al. Quantum

- spin dynamics and entanglement generation with hundreds of trapped ions[J]. *Science*, 2016, 352(6291): 1297-1301.
- [24] Nichol B C, Srinivas R, Nadlinger D P, et al. An elementary quantum network of entangled optical atomic clocks[J]. *Nature*, 2022, 609(7928): 689-694.
- [25] Anders F, Idel A, Feldmann P, et al. Momentum entanglement for atom interferometry[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 127(14): 140402.
- [26] Pezzè L, Smerzi A, Oberthaler M K, et al. Quantum metrology with nonclassical states of atomic ensembles[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2018, 90(3): 035005.
- [27] Gross C. Spin squeezing, entanglement and quantum metrology with Bose-Einstein condensates[J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2012, 45(10): 103001.
- [28] Ma J, Wang X G, Sun C P, et al. Quantum spin squeezing[J]. *Physics Reports*, 2011, 509(2/3): 89-165.
- [29] Pedrozo-Peñafiel E, Colombo S, Shu C, et al. Entanglement on an optical atomic-clock transition[J]. *Nature*, 2020, 588(7838): 414-418.
- [30] Greve G P, Luo C, Wu B, et al. Entanglement-enhanced matter-wave interferometry in a high-finesse cavity[J]. *Nature*, 2022, 610(7838): 472-477.
- [31] Robinson J M, Miklos M, Tso Y M, et al. Direct comparison of two spin squeezed optical clocks below the quantum projection noise limit[EB/OL]. (2022-11-16) [2023-01-08]. <https://arxiv.org/abs/2211.08621>.
- [32] Bao H, Duan J L, Jin S C, et al. Spin squeezing of 10^{11} atoms by prediction and retrodiction measurements[J]. *Nature*, 2020, 581(7807): 159-163.
- [33] Jin S C, Bao H, Duan J L, et al. Adiabaticity in state preparation for spin squeezing of large atom ensembles[J]. *Photonics Research*, 2021, 9(11): 2296-2302.
- [34] Huang L G, Chen F, Li X W, et al. Dynamic synthesis of Heisenberg-limited spin squeezing[J]. *Npj Quantum Information*, 2021, 7(1): 1-7.
- [35] Zhang Y C, Zhou X F, Zhou X X, et al. Cavity-assisted single-mode and two-mode spin-squeezed states via phase-locked atom-photon coupling[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 118(8): 083604.
- [36] Ma X X, Zhang X, Huang K K, et al. Low noise measurement method based on differential optical interferometer for cold atom experiments[J]. *Optics Express*, 2020, 28(1): 175-183.
- [37] Jiao G F, Zhang K Y, Chen L Q, et al. Quantum non-demolition measurement based on an SU(1, 1)-SU(2)-concatenated atom-light hybrid interferometer[J]. *Photonics Research*, 2022, 10(2): 475-482.
- [38] Bai S Y, An J H. Generating stable spin squeezing by squeezed-reservoir engineering[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 127(8): 083602.
- [39] Dicke R H. Coherence in spontaneous radiation processes[J]. *Physical Review*, 1954, 93(1): 99.
- [40] Mandel L, Wolf E. *Optical coherence and quantum optics* [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1995.
- [41] Wineland D J, Bollinger J J, Itano W M, et al. Squeezed atomic states and projection noise in spectroscopy[J]. *Physical Review A*, 1994, 50(1): 67.
- [42] Chen Z L. Breaking quantum limits with collective cavity-QED: generation of spin squeezed states via quantum non-demolition measurements[D]. Boulder: University of Colorado at Boulder, 2013.
- [43] Ren Z H, Li W D, Smerzi A, et al. Metrological detection of multipartite entanglement from young diagrams[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 126(8): 080502.
- [44] Leibfried D, Barrett M D, Schaetz T, et al. Toward Heisenberg-limited spectroscopy with multiparticle entangled states[J]. *Science*, 2004, 304(5676): 1476-1478.
- [45] Zhang Z, Duan L M. Quantum metrology with Dicke squeezed states[J]. *New Journal of Physics*, 2014, 16(10): 103037.
- [46] Leroux I D. Squeezing collective atomic spins with an optical resonator[D]. Cambridge: Massachusetts Institute of Technology, 2011.
- [47] Tanji-Suzuki H, Leroux I D, Schleier-Smith M H, et al. Interaction between atomic ensembles and optical resonators: classical description[EB/OL]. (2011-04-18) [2022-10-08]. <https://arxiv.org/abs/1104.3594>.
- [48] Appel J, Windpassinger P J, Oblak D, et al. Mesoscopic atomic entanglement for precision measurements beyond the standard quantum limit[J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 2009, 106(27): 10960-10965.
- [49] Louchet-Chauvet A, Appel J, Renema J J, et al. Entanglement-assisted atomic clock beyond the projection noise limit[J]. *New Journal of Physics*, 2010, 12(6): 065032.
- [50] Vasilakis G, Shen H, Jensen K, et al. Generation of a squeezed state of an oscillator by stroboscopic back-action-evading measurement[J]. *Nature Physics*, 2015, 11(5): 389-392.
- [51] Schleier-Smith M H, Leroux I D, Vuletić V. Squeezing the collective spin of a dilute atomic ensemble by cavity feedback[J]. *Physical Review A*, 2010, 81(2): 021804.
- [52] Chen Z L, Bohnet J G, Weiner J M, et al. Cavity-aided nondemolition measurements for atom counting and spin squeezing[J]. *Physical Review A*, 2014, 89(4): 043837.
- [53] Hosten O, Engelsen N J, Krishnakumar R, et al. Measurement noise 100 times lower than the quantum-projection limit using entangled atoms[J]. *Nature*, 2016, 529(7587): 505-508.
- [54] Chen Z L, Bohnet J G, Sankar S R, et al. Conditional spin squeezing of a large ensemble via the vacuum Rabi splitting[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 106(13): 133601.
- [55] Cox K C, Greve G P, Weiner J M, et al. Deterministic squeezed states with collective measurements and feedback[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 116(9): 093602.
- [56] Sørensen A, Duan L M, Cirac J I, et al. Many-particle entanglement with Bose-Einstein condensates[J]. *Nature*, 2001, 409(6816): 63-66.
- [57] Kuzmich A, Mølmer K, Polzik E S. Spin squeezing in an ensemble of atoms illuminated with squeezed light[J].

- Physical Review Letters, 1997, 79(24): 4782-4785.
- [58] Hammerer K, Sørensen A S, Polzik E S. Quantum interface between light and atomic ensembles[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2010, 82(2): 1041-1093.
- [59] Hald J, Sørensen J L, Schori C, et al. Spin squeezed atoms: a macroscopic entangled ensemble created by light[J]. *Physical Review Letters*, 1999, 83(7): 1319-1322.
- [60] Fleischhauer M, Lukin M D. Dark-state polaritons in electromagnetically induced transparency[J]. *Physical Review Letters*, 2000, 84(22): 5094-5097.
- [61] Fernholz T, Krauter H, Jensen K, et al. Spin squeezing of atomic ensembles via nuclear-electronic spin entanglement[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 101(7): 073601.
- [62] Leroux I D, Schleier-Smith M H, Vuletić V. Orientation-dependent entanglement lifetime in a squeezed atomic clock[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(25): 250801.
- [63] Malia B K, Wu Y F, Martínez-Rincón J, et al. Distributed quantum sensing with mode-entangled spin-squeezed atomic states[J]. *Nature*, 2022, 612(7941): 661-665.
- [64] Leroux I D, Schleier-Smith M H, Vuletić V. Implementation of cavity squeezing of a collective atomic spin[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(7): 073602.
- [65] Schioppo M, Brown R C, McGrew W F, et al. Ultrastable optical clock with two cold-atom ensembles[J]. *Nature Photonics*, 2017, 11(1): 48-52.
- [66] Norcia M A, Young A W, Eckner W J, et al. Seconds-scale coherence on an optical clock transition in a tweezer array[J]. *Science*, 2019, 366(6461): 93-97.
- [67] Braverman B, Kawasaki A, Pedrozo-Peñañiel E, et al. Near-unitary spin squeezing in Yb¹⁷¹[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 122(22): 223203.
- [68] Vallet G, Bookjans E, Eismann U, et al. A noise-immune cavity-assisted non-destructive detection for an optical lattice clock in the quantum regime[J]. *New Journal of Physics*, 2017, 19(8): 083002.
- [69] Hobson R, Bowden W, Vianello A, et al. Cavity-enhanced non-destructive detection of atoms for an optical lattice clock[J]. *Optics Express*, 2019, 27(26): 37099-37110.
- [70] Bowden W, Vianello A, Hill I R, et al. Improving the Q factor of an optical atomic clock using quantum nondemolition measurement[J]. *Physical Review X*, 2020, 10(4): 041052.
- [71] Muniz J A, Young D J, Cline J R K, et al. Cavity-QED measurements of the ⁸⁷Sr millihertz optical clock transition and determination of its natural linewidth[J]. *Physical Review Research*, 2021, 3(2): 023152.
- [72] Salvi L, Poli N, Vuletić V, et al. Squeezing on momentum states for atom interferometry[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 120(3): 033601.
- [73] Wang E L, Verma G, Tinsley J N, et al. Method for the differential measurement of phase shifts induced by atoms in an optical ring cavity[J]. *Physical Review A*, 2021, 103(2): 022609.
- [74] Hu L, Poli N, Salvi L, et al. Atom interferometry with the Sr optical clock transition[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 119(26): 263601.
- [75] Hu L, Wang E L, Salvi L, et al. Sr atom interferometry with the optical clock transition as a gravimeter and a gravity gradiometer[J]. *Classical and Quantum Gravity*, 2020, 37(1): 014001.
- [76] Rudolph J, Wilkason T, Nantel M, et al. Large momentum transfer clock atom interferometry on the 689 nm intercombination line of strontium[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 124(8): 083604.
- [77] Zhang J L, Mølmer K. Prediction and retrodiction with continuously monitored Gaussian states[J]. *Physical Review A*, 2017, 96(6): 062131.
- [78] Abe M, Adamson P, Borcean M, et al. Matter-wave atomic gradiometer interferometric sensor (MAGIS-100) [J]. *Quantum Science and Technology*, 2021, 6(4): 044003.
- [79] Awschalom D D, Bernien H, Brown R, et al. A roadmap for quantum interconnects[R]. Argonne: Argonne National Lab, 2022.
- [80] Zhang X, del Aguila R P, Mazzoni T, et al. Trapped-atom interferometer with ultracold Sr atoms[J]. *Physical Review A*, 2016, 94(4): 043608.
- [81] Schleier-Smith M H, Leroux I D, Vuletić V. States of an ensemble of two-level atoms with reduced quantum uncertainty[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(7): 073604.
- [82] Nshii C C, Vangeleyn M, Cotter J P, et al. A surface-patterned chip as a strong source of ultracold atoms for quantum technologies[J]. *Nature Nanotechnology*, 2013, 8(5): 321-324.
- [83] Chen L, Huang C J, Xu X B, et al. Planar integrated magneto optical trap[J]. *Physical Review Applied*, 2022, 17(3): 034031.
- [84] Zhu L X, Liu X, Sain B, et al. A dielectric metasurface optical chip for the generation of cold atoms[J]. *Science Advances*, 2020, 6(31): eabb6667.
- [85] 李文文, 刘乾, 梁昂昂, 等. 空间超冷原子实验两维磁光阱系统的集成设计与实现[J]. *中国激光*, 2022, 49(11): 1112001.
- Li W W, Liu Q, Liang A A, et al. Integrated design and realization of two-dimensional magneto-optical trap for ultra-cold atomic physics rack in space[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2022, 49(11): 1112001.