超紧凑低成本双模压缩光源

Shahar Monsa、Shmuel Sternklar、Eliran Talker

以色列阿里埃勒 40700，阿里埃勒大学电气工程系

*通讯作者：elirant@ariel.ac.il

摘要

量子关联光态（如压缩态）是量子技术的一项基础资源，可提升量子计量学、量子信息处理和量子通信的性能。此类技术的实际应用需要紧凑、高效、低成本且稳健的压缩光源。本文报道了一种基于热^{85}Rb原子蒸气中四波混频的紧凑型窄带双模压缩光源，工作波长为 795 nm。该光源采用小型模块化架构，由单个光纤耦合输入端、电光相位调制器与单个法布里–珀罗标准具组成的探测光生成装置，以及分别对应信号场与共轭场的两个自由空间输出模式构成。系统针对低泵浦功率进行了优化，在泵浦功率仅为 300 mW 时，于 0.8 MHz 分析频率下实现了高达–8 dB的强度差压缩。所生成量子态固有的窄带特性，使该光源特别适用于基于原子的量子传感和量子网络，包括与原子量子存储器的接口。我们的研究确立了一个通用且便携的低尺寸、重量和功耗压缩光生成平台，为可部署的量子增强技术铺平了道路。

引言

压缩光态已成为量子传感、量子通信和量子信息处理不可或缺的资源 [1–8]。与经典相干态相比，通过将量子噪声降低至标准量子极限以下，压缩光能够提升测量灵敏度和精度 [7]。一个典型例子是利用压缩光提高大型激光干涉仪（如激光干涉引力波天文台（LIGO））的灵敏度，从而推动引力波探测取得重大进展 [9–12]。除计量学之外，压缩态在连续变量

量子计算 [13,14], 高保真量子隐形传态 [15], 以及安全量子通信协议 [16] 中也发挥着核心作用。要使压缩光从实验室演示走向实际应用，开发稳健、紧凑且经济高效的光源至关重要，同时还要降低尺寸、重量和功耗（SWaP）。可部署的量子技术需要能够尽量降低复杂度、光学损耗和额外噪声，同时保持高压缩性能的光学架构。基于马赫-曾德尔电光调制器（MZ-EOM）的传统方案通常需要两块 $LiNbO_3$ 晶体、一个有源偏置控制器，以及多个法布里–珀罗（FP）标准具（通常为三个或更多），以抑制不需要的调制边带 [17,18]。这些要求显著增加了系统成本、占用空间和功耗。同样，双程声光调制器（AOM）方案的衍射效率较低（通常为 <10%），且需要额外的光学元件，这些元件会引入损耗和额外的强度噪声，从而降低所生成探测光束的质量。模块化压缩光源的研发已取得显著进展，相关方案采用光学参量振荡器 [19], 、非线性晶体波导中的参量下转换（包括自由空间 [20] 和光纤耦合 [21]方案），以及光纤中的四波混频（FWM）[22]。然而，针对低成本、低SWaP窄带压缩光源的研发相对不足。这类光源对于基于原子的量子技术尤为重要，包括量子存储器 [23,24], 、量子传感器 [25–27], 、原子钟 [28,29] 和光钟 [30,31] ；在这些应用中，高效的光–物质相互作用要求光量子态的光学带宽与原子跃迁的窄线宽良好匹配。随着可部署、可用于实地的量子系统不断发展，紧凑、窄带、低SWaP非经典光源的研发变得日益重要。

在本工作中，我们提出了一种紧凑且低成本的窄带压缩光源，以应对这些挑战。不同于以往的实现方式[22,32], ——有的忽略了探测光束生成的影响，有的则依赖双程声光调制器或结合多个法布里-珀罗标准具的马赫-曾德尔电光调制器——我们采用单个电光相位调制器（EOPM）配合一个法布里-珀罗标准具来生成移频探测光束。这种简化的架构显著降低了光学损耗和额外噪声，同时无需进行

干涉稳定和偏置控制。我们通过实验验证了，这种方法相比双程声光调制器和马赫-曾德尔电光调制器方案都能实现更低的初始探测光束噪声，并能够通过热铷蒸气中的四波混频产生接近 −8 dB 的双模压缩。

理论背景

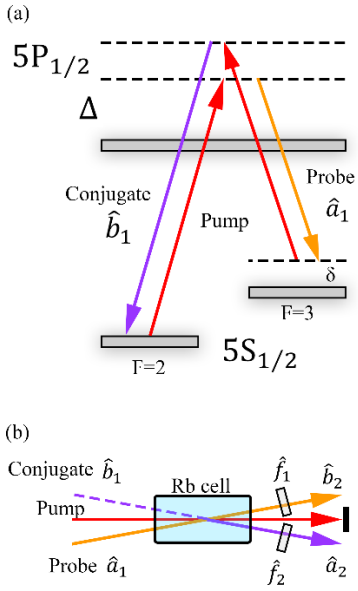

图 1. 双-Λ 方案。 (a) 双-Λ配置中所用的 ^{85}Rb D1 线能级图。Δ 表示单光子失谐，δ 表示双光子失谐。(b) 双-Λ 四波混频相互作用示意图。为清晰起见，泵浦光、探测光和共轭光场分别以红色、黄色和紫色表示。

采用热铷蒸气中的双-Λ 四波混频（FWM）过程，如图 1 所示。相应的配置实现了基于四波混频相互作用的相位不敏感放大器（PIA），如图 1 所示。PIA 由强相干泵浦光场驱动，而探测光与共轭光输入端口分别注入弱相干光场 $\hat{a}_1$和真空场 $\hat{b}_1$。在四波混频过程中，两个泵浦光子湮灭，生成一对频率分别对应于探测光（信号）和共轭光的关联光子。因此，探测光束得到放大，并生成一束新的共轭光束。光场在原子蒸气中传播时，不仅会经历参量增益，还会遭受内部损耗，且损耗主要由原子吸收造成。为对这些损耗进行建模，在蒸气池后引入两个透射率相同的虚拟分束器 η_1。与这些损耗相关的真空模式记为

$\hat{f}_1$和 $\hat{f}_2$。在此模型下，PIA 的输出场算符（$\hat{a}_2$、 $\hat{b}_2$）可写为

(1)
$$\begin{pmatrix} \hat{a}_2 \\ \hat{b}_2^\dagger \end{pmatrix} = \sqrt{\eta_1}\begin{pmatrix} \sqrt{G} & -\sqrt{G-1} \\ -\sqrt{G-1} & \sqrt{G} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \hat{a}_1 \\ \hat{b}_1^\dagger \end{pmatrix} + \sqrt{1-\eta_1}\begin{pmatrix} \hat{f}_1 \\ \hat{f}_2^\dagger \end{pmatrix}$$

其中 G 为四波混频相互作用的强度增益。输出探测光束与共轭光束之间的强度差压缩程度，以标准量子极限（SQL）归一化，表示为

(2)
$$DS = \frac{Var\left(\hat{N}_{a_2} - \hat{N}_{b_2}\right)_{PIA}}{Var\left(\hat{N}_{a_2} - \hat{N}_{b_2}\right)_{SQL}} = \eta_1 \frac{1}{2G-1} + 1 - \eta_1$$

其中，$\hat{N}$ 表示光子数算符，下标表示相应的光学模式。方程（2）表明，理想情况下，可实现的压缩与探测光束的初始噪声无关。然而在实践中，为满足[85]Rb中的双光子共振条件，探测光束必须相对于泵浦光束频率失谐 3.04 GHz。这种频移通常需要额外的光学元件，从而引入过量强度噪声。

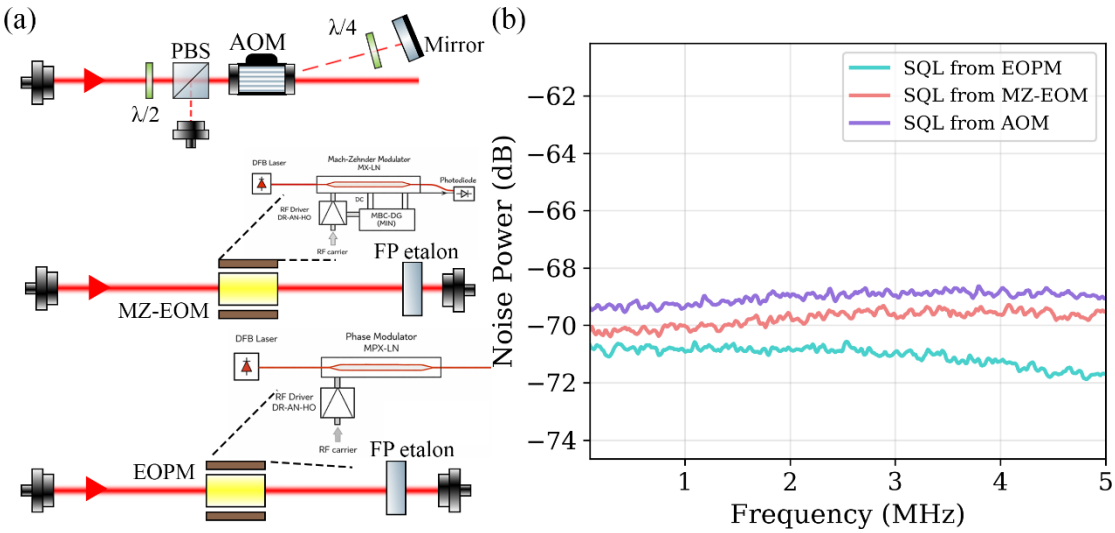

图2。（a）三种探测光束发生器方案：包括双程声光调制器、搭配单个法布里-珀罗标准具的马赫-曾德尔电光调制器，以及后接单个法布里-珀罗标准具的电光相位调制器；（b）测得的三种探测光束发生器的标准量子极限噪声

因此，即使经过压缩过程，有效双模压缩也可能显著减弱，从而限制基于四波混频的量子光源在铷蒸气中的实际性能。人们已探索多种方法来产生频率失谐探测光束。第一种方法采用两台独立激光器

相位锁定，并使用锁相环（PLL），如参考文献 [18], 所示，其中报告的压缩度最高达 −6 dB。这种方法中压缩度降低，归因于锁相环引入的额外强度噪声，该噪声会直接调制二极管激光器电流。第二种方法采用双程声光调制器（AOM），如图 2(a) 所示，其中使用反射镜和偏振分束器（PBS）将移频光束耦合进光纤 [33–36]。第三种方法则是在光纤耦合前，使用马赫-曾德尔电光调制器（MZ-EOM），再经过三个法布里–珀罗（FP）标准具 [17,18,22]。相比之下，我们的方法采用电光相位调制器（EOPM），且仅使用一个法布里-珀罗标准具。如图 2(b) 所示，在所有测试方法中，该配置产生的初始探测光束噪声最低。这一改进可归因于光学元件数量减少，且不存在干涉结构。与 MZ-EOM 方案相比，后者需要两个 $LiNbO_3$ 晶体和一个马赫–曾德尔干涉仪，二者都会引入额外损耗和过量噪声；我们基于 EOPM 的方法则能最大限度地降低光学损耗，并更有效地保持量子关联。

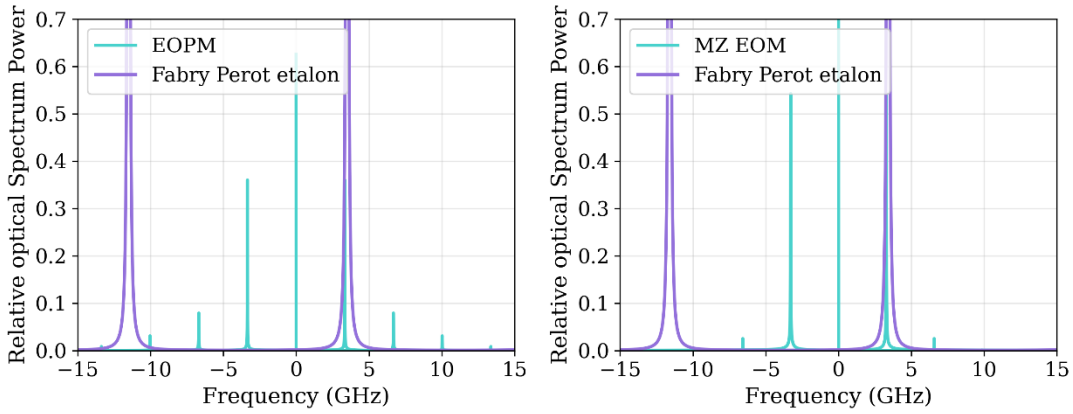

图3. 使用电光相位调制器（EOPM）和马赫-曾德尔电光调制器（MZ-EOM）产生的光功率谱（青绿色），并与法布里-珀罗标准具（FP）标准具的透射峰（紫色）进行比较。

接下来，我们分析频移探测光束通过单个法布里-珀罗标准具后的生成效率。电光相位调制器输出端的电场可表示为

$$E(t) = \frac{1}{2} E_0 e^{i\omega_0 t}[J_0(\alpha) + 2J_2(\alpha)\sin(2\Omega t) + 2J_3(\alpha)\sin(3\Omega t) + \cdots] \tag{3}$$

其中，E_0 为输入场振幅，ω_0 为光学载波频率，Ω 为射频调制频率，α 为调制指数，且$J_n(\alpha)$表示第一类贝塞尔函数的n阶。作为比较，使用马赫-曾德尔电光调制器获得的输出电场可表示为

$$E(t) = \frac{1}{2}E_0 e^{i\omega_0 t}[4J_1(\alpha)\sin(\Omega t) + 4J_3(\alpha)\sin(3\Omega t) + \cdots] \quad (3)$$

图3显示了 EOPM 和 MZ-EOM 配置下相应的光功率谱，$P = EE^*$。紫色线表示自由光谱范围（FSR）为 15 GHz 的法布里–珀罗标准具的透射峰。由于相邻调制边带之间的频谱间隔较大，FP 标准具能够有效抑制所有不需要的频率分量，同时选择性地透射所需边带。因此，我们证明，单个电光相位调制器与单个 FP 标准具结合，便足以生成频移 3.04 GHz 的纯净探测光束。该方法避免了干涉式调制器带来的复杂性和额外损耗，同时保持低附加噪声和高光谱纯度，因此尤其适用于基于铷蒸气中四波混频的低噪声量子光生成。

实验装置与结果

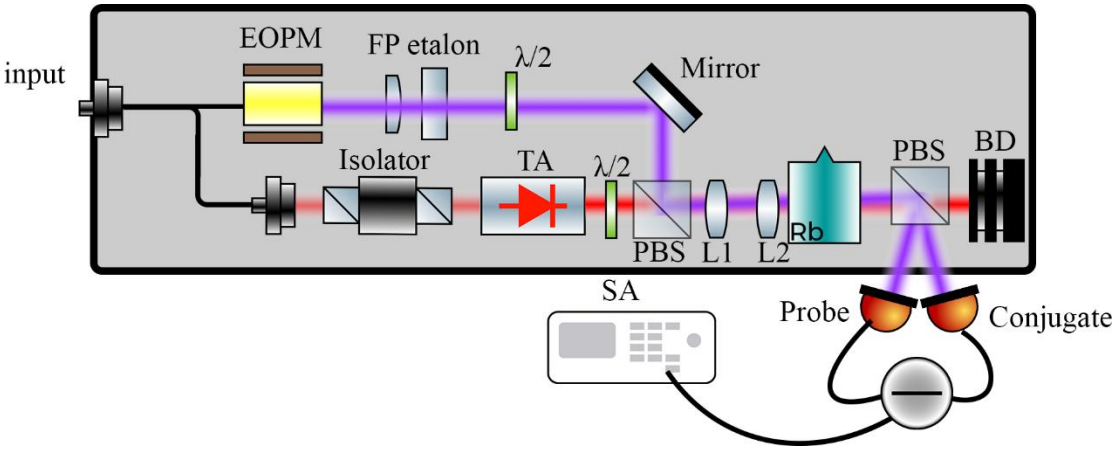

图4。基于 Rb D1 线的超紧凑双-Λ 配置实验装置。TA，锥形放大器；M，反射镜；L，透镜；PBS，偏振分束器；EOPM，电光相位调制器；λ/2，半波片；SA，频谱分析仪。

我们利用热^{85}Rb蒸气中的双-Λ 构型，通过四波混频（FWM）过程在 795 nm 处产生窄带双模压缩光。在此

非线性相互作用中，频率为 ω_p 的两个泵浦光子与探测光频率为 ω_{pr}的一个种子光子在原子介质中相互作用，同时产生关联光子对：一个光子处于探测光频率，另一个处于共轭光频率 ω_c，这符合能量守恒。因此，探测场得到放大，同时产生共轭场。强泵浦光束由一台工作在 795 nm 的外腔二极管激光器（ECDL）提供，并通过锥形放大器进行放大。使用波导电光相位调制器，将少量泵浦光的频率下移 3.04 GHz——这对应于$|5S_{1/2}、\ F = 2\rangle$与 $|5S_{1/2}、\ F = 3\rangle$基态之间的超精细分裂。使用一台自由光谱范围为 15 GHz、精细度超过 30 的法布里-珀罗标准具，对调制边带进行频谱滤波，从而产生纯净的探测光束。因此，泵浦光和探测光频率被调谐至接近基态超精细能级之间的双光子拉曼共振。探测光子和共轭光子的关联产生，使其强度涨落之间形成很强的时间量子关联，从而实现低于散粒噪声极限（SNL）的噪声水平。通过平衡光电探测器测量探测光束和共轭光束的光功率，将相应的光电流相减，并用频谱分析仪分析所得的强度差噪声，以表征这些关联。四波混频相互作用要求泵浦光束与探测光束正交偏振，并以小角度在原子蒸气内部空间重叠。为确保空间模式稳定且偏振正交性明确，我们将泵浦光束和探测光束分别耦合进两根独立的单模保偏光纤。光束离开光纤后，以约0.5°的夹角在一根长 12.5 mm、同位素纯的Rb 蒸气池中心相交。蒸气池带有增透膜窗口，并加热至约C。经过四波混频相互作用后，偏振分束器会抑制残余泵浦光，探测光束和共轭光束则被引导至平衡探测器，以测量强度差噪声。该光电探测器的输出被送入射频频谱分析仪，其分辨率带宽（RBW）为 30 kHz，视频带宽（VBW）为 300 Hz。此外，我们在共轭光束路径中加入一条延迟线，以补偿参考文献 [33,34]中所述的差分慢光延迟。

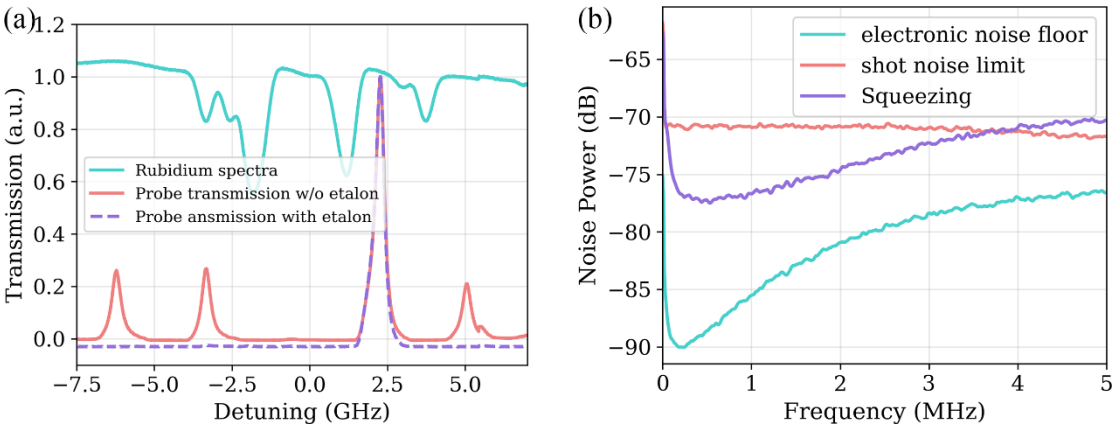

图 5。 (a) 探测光经过电光相位调制器（EOPM）后，有单个法布里-珀罗标准具（紫色）和无标准具时的透射光谱。青绿色曲线显示天然 ^{85}Rb D1 线的透射光谱。(b) 在 ^{85}Rb D1 线上测得的强度差压缩，与电子噪声底（青绿色）和散粒噪声极限（SQL，红色）进行比较。

图 5(a) 展示了有无 FP etalon 时测得的探测光透射光谱。当 EOPM 以 3.040 GHz 驱动、调制幅度为 2.05 dB、输入探测光功率为 18 mW 时，FP etalon 强烈抑制了不需要的调制边带，仅留下单一纯净的探测光频率。通过 PID控制器主动稳定标准具温度，以维持最佳滤波效果。将单光子失谐调至 0.9 GHz、双光子失谐调至 −8MHz 后，即可实现最佳压缩条件。图 5(b) 展示了测得的强度差信号噪声功率谱密度。在 40 至 500 kHz 的低频范围内，观测到噪声相对于 SNL 最大降低约 −8 dB，压缩带宽可延伸至约 3 MHz。结果是在泵浦功率为 300 mW、种子探测光功率为 10 μW 时获得的。在这些条件下，探测光束被放大至 150 μW（增益为 $G \approx 15$），而共轭光束的功率达到 120 μW，探测到的总光功率为 270 μW。为定量评估压缩程度并分析系统噪声的影响，我们改变种子探测光功率，并测量强度差噪声随总光功率的变化。

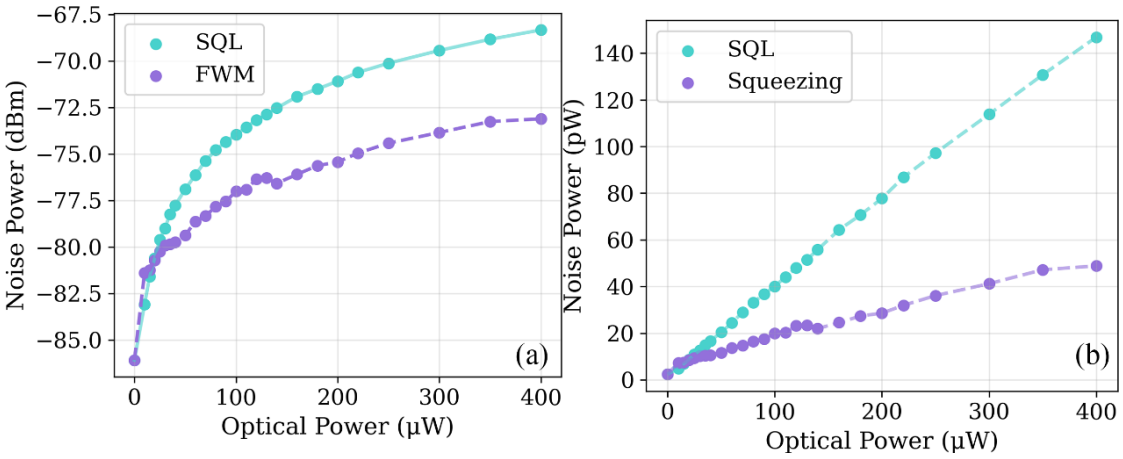

图 6. (a) 测得的 ~ 1MHz 处的相对强度噪声随噪声功率的变化。(b) 散粒噪声极限 (SQL) 和四波混频 (4WM) 配置下 ~ 1MHz 处的相对强度噪声，随入射到光电探测器上的总光功率变化。

图 6(a) 展示了 SQL 和四波混频产生的双光束的实测噪声功率（单位为 dBm）。SQL 随光功率增大，而双光束的强度差噪声斜率则显著降低，表明存在很强的量子关联。图 6(b) 以线性单位展示相同数据，清晰呈现了不同的标度关系。压缩态噪声与 SQL 的斜率之比为 0.135，对应约 −8 dB 的强度差压缩。将该数值与图 2(b) 中直接测得的 −8 dB 压缩水平进行比较后，我们估计系统噪声造成的退化约为 1 dB。系统噪声的主要来源是残余泵浦散射和探测系统的电子噪声。在当前工作条件下，光学损耗和技术损耗已接近决定本装置可实现最大压缩程度的极限。

结论

总之，我们展示了一种紧凑、低成本且尺寸、重量和功耗均较低的窄带压缩光源。该光源基于热铷蒸气中的四波混频，并采用了从根本上简化的探测光束生成架构。我们以单个电光相位调制器和单个法布里–珀罗标准具取代干涉式和声光移频方案，大幅降低了光学复杂度、损耗和额外技术噪声——这些因素长期以来一直限制着原子蒸气压缩光源的实用性。我们

证明，与采用双程声光调制器或配备多个滤波标准具的马赫–曾德尔电光调制器的先进方案相比，这种极简架构产生的探测光束具有显著更低的初始强度噪声。因此，我们实现了接近 -8 dB 的双模强度差压缩，逼近由原子内部损耗决定的基本极限。重要的是，我们的结果表明，可实现的压缩不再受探测光生成噪声的限制，而是取决于非线性介质的内在属性，这标志着向真正优化的原子四波混频系统迈出了决定性一步。除了性能指标之外，这项工作的意义还在于其实用价值。无需干涉偏置控制、多个 $LiNbO_3$晶体和大功率射频驱动声光调制器级，使系统不仅更加简单、稳健，也更易于集成、微型化并部署于实地。这直接弥合了实验室规模的压缩光实验与现实世界量子技术之间长期存在的差距。所生成量子态的窄带特性与原子跃迁天然匹配，因此该光源尤其适用于原子量子存储器、量子增强传感器、精密光谱学和新一代原子钟。更广泛地说，我们的方法确立了一项明确的设计原则：高质量量子光并不需要复杂或耗费大量资源的调制方案，而是可以通过精心设计的低噪声极简架构来实现。因此，我们预计这项工作将成为开发可部署的基于原子的量子系统的蓝图，推动压缩光增强技术从受控实验室环境迈向导航、计时、传感和通信等实际应用。

参考文献

[1] C. Weedbrook、S. Pirandola、R. García-Patrón、N. J. Cerf、T. C. Ralph、J. H. Shapiro 和 S. Lloyd，《高斯量子信息》，《现代物理评论》84，621（2012）。[2] S. Pirandola、B. R. Bardhan、T. Gehring、C. Weedbrook 和 S. Lloyd，《光子量子传感进展》，《自然·光子学》12，724（2018）。[3] U. L. Andersen、J. S. Neergaard-Nielsen、P. van Loock 和 A. Furusawa，《离散变量与连续变量混合量子信息》，《自然·物理》11，713（2015）。

[4] C. Xu、L. Zhang、S. Huang、T. Ma、F. Liu、H. Yonezawa、Y. Zhang 和 M. Xiao，《量子压缩增强的传感与跟踪》，Photonics Res. 7，A14（2019）。[5] M. R. Grace、C. N. Gagatsos、Q. Zhuang 和 S. Guha，《利用正交压缩和连续变量纠缠实现量子增强型光纤陀螺仪》，Phys. Rev. Appl. 14，34065（2020）。[6] E. S. Polzik、J. Carri 和 H. J. Kimble，《利用压缩光进行光谱学研究》，《物理评论快报》68，3020（1992）。[7] B. J. Lawrie、P. D. Lett、A. M. Marino 和 R. C. Pooser，《利用压缩光进行量子传感》，ACS Photonics 6，1307（2019）。[8] U. L. Andersen、T. Gehring、C. Marquardt 和 G. Leuchs，《压缩光产生 30 年》，Phys. Scr. 91，053001（2016）。[9] J. Aasi 等，《利用压缩光态提高 LIGO 引力波探测器的灵敏度》，《自然·光子学》7，613（2013）。[10] J. Abadie 等，《运行在量子散粒噪声极限之外的引力波观测台》，《自然·物理》7，962（2011）。[11] B. P. Abbott 等，《观测到来自双黑洞并合的引力波》，《物理评论快报》116，061102（2016）。[12] M. Tse 等，《引力波天文学时代的量子增强型 Advanced LIGO 探测器》，《物理评论快报》123，231107（2019）。[13] S. Lloyd 和 S. L. Braunstein，《基于连续变量的量子计算》，《物理评论快报》82，1784（1999）。[14] N. C. Menicucci、P. van Loock、M. Gu、C. Weedbrook、T. C. Ralph 和 M. A. Nielsen，《利用连续变量簇态实现通用量子计算》，《物理评论快报》97，110501（2006）。[15] S. L. Braunstein 和 H. J. Kimble，《连续量子变量的量子隐形传态》，《物理评论快报》80，869（1998）。[16] F. Grosshans 和 P. Grangier，《利用相干态实现连续变量量子密码学》，《物理评论快报》88，057902（2002）。[17] G. Sim、H. Kim 和 H. S. Moon，《单二极管激光器泵浦系统中热铷-85和铷-87原子的四波混频所产生的强度差压缩》，Sci. Rep. 15，7727（2025）。[18] R. Ma、W. Liu、Z. Qin、X. Jia 和 J. Gao，《热铯蒸气中通过四波混频产生量子关联孪生光束》，Phys. Rev. A (Coll Park). 96，043843（2017）。

[19] J. Arnbak, C. S. Jacobsen, R. B. Andrade, X. Guo, J. S. Neergaard-Nielsen, U. L. Andersen 和 T. Gehring, 《紧凑型低阈值压缩光源》, 《光学快报》27, 37877（2019年）。[20] T. Kashiwazaki, N. Takanashi, T. Yamashima, T. Kazama, K. Enbutsu, R. Kasahara, T. Umeki 和 A. Furusawa, 《基于单模周期性极化铌酸锂波导的连续波 6 dB 压缩光，带宽达 2.5 THz》, 《APL光子学》5（2020年）。[21] N. Takanashi, T. Kashiwazaki, T. Kazama, K. Enbutsu, R. Kasahara, T. Umeki 和 A. Furusawa, 《采用光纤耦合周期性极化铌酸锂脊形波导模块实现 4 dB 正交压缩》, 《IEEE量子电子学杂志》56, 1（2020年）。[22] U. Jain, J. Choi, C. Hull 和 A. M. Marino, 《紧凑型光纤耦合窄带双模压缩光源》, 《光学快报》50, 5165（2025年）。[23] J. Appel, E. Figueroa, D. Korystov, M. Lobino 和 A. I. Lvovsky, 《压缩光的量子存储器》, 《物理评论快报》100, 093602（2008年）。[24] K. Jensen, W. Wasilewski, H. Krauter, T. Fernholz, B. M. Nielsen, M. Owari, M. B. Plenio, A. Serafini, M. M. Wolf 和 E. S. Polzik, 《连续变量纠缠态的量子存储器》, 《自然·物理》7, 13（2011年）。[25] S. Monsa, Y. Chasid, M. Shuldiner, S. Sternklar 和 E. Talker, 《真空压缩增强的微米尺度蒸气池磁力计》（2025年）。[26] J. Kitching, S. Knappe 和 E. A. Donley, 《原子传感器综述》, 《IEEE传感器期刊》11, 1749（2011年）。[27] J. Ye 和 P. Zoller, 《随笔：利用原子、分子和光学平台开展基础物理量子传感》, 《物理评论快报》132, 190001（2024年）。[28] M. Schulte, C. Lisdat, P. O. Schmidt, U. Sterr 和 K. Hammerer, 《压缩增强型光学原子钟的前景与挑战》, 《自然·通讯》11, 5955（2020年）。[29] E. M. Kessler, P. Kómár, M. Bishof, L. Jiang, A. S. Sørensen, J. Ye 和 M. D. Lukin, 《基于纠缠量子比特的海森堡极限原子钟》, 《物理评论快报》112, 190403（2014年）。[30] E. Talker, L. Stern, A. Naiman, Y. Barash 和 U. Levy, 《荧光双共振光泵浦光谱及其在毫米尺度蒸气池频率稳定中的应用》, 《物理学通讯》1, 055016（2017年）。[31] E. Talker, P. Arora, Y. Barash, D. Wilkowski 和 U. Levy, 《在介质-蒸气界面的倏逝场中高效光泵浦碱金属原子》, 《光学快报》27, 33445（2019年）。

[32] Z. Qin, J. Jing, J. Zhou, C. Liu, R. C. Pooser, Z. Zhou 和 W. Zhang, 《基于热铷蒸气四波混频的紧凑型二极管激光泵浦量子光源》，《光学快报》37，3141（2012）。[33] Q. Glorieux, L. Guidoni, S. Guibal, J.-P. Likforman 和 T. Coudreau, 《*85*铷蒸气中的强量子关联》，载于《量子光学》，第7727卷（国际光学工程学会，2010年），第772703页。[34] C. F. McCormick, V. Boyer, E. Arimondo 和 P. D. Lett, 《铷蒸气四波混频产生的强相对强度压缩》，《光学快报》32，178（2007年）。[35] S. Machida 和 Y. Yamamoto, 《利用带延迟线的平衡直接探测器观察半导体激光器的振幅压缩》，《光学快报》14，1045（1989年）。[36] L. E. E. de Araujo, Z. Zhou, M. DiMario, B. E. Anderson, J. Zhao, K. M. Jones 和 P. D. Lett, 《表征铷蒸气四波混频产生的双模压缩光及其在量子传感与信息处理中的应用》，《光学快报》32，1305（2024年）。