

浅谈超构表面在量子光学中的应用*

李林^{1,†} 程亚^{1,2,††} 祝世宁^{3,†††}

(1 华东师范大学 物理与电子科学学院 精密光谱科学与技术国家重点实验室 上海 200241)

(2 中国科学院上海光学精密机械研究所 上海 201800)

(3 南京大学 物理学院 现代工程与应用科学学院 固体微结构物理国家重点实验室 南京 210093)

2021-04-15收到

† email: lli@lps.ecnu.edu.cn

†† email: ya.cheng@siom.ac.cn

††† email: zhushn@nju.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20210504

Metasurface-based quantum optics

LI Lin^{1,†} CHENG Ya^{1,2,††} ZHU Shi-Ning^{3,†††}

(1 State Key Laboratory of Precision Spectroscopy, School of Physics and Electronic Science, East China Normal University, Shanghai 200241, China)

(2 State Key Laboratory of High Field Laser Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

(3 National Laboratory of Solid State Microstructures, School of Physics, College of Engineering and Applied Sciences, Nanjing University, Nanjing 210093, China)

摘要 近年来,利用超构表面对光场的调控研究取得了令人瞩目的进展,不仅在经典光的调控方面取得了优异的成果,在量子光学方面的研究和应用也开始崭露头角,引起人们越来越多的研究兴趣。文章简要讨论了基于超构表面的量子光学的研究进展,包括量子光源的制备、量子态的调控以及量子态的探测和成像等方面。

关键词 超构表面, 量子光学, 非经典光调控

Abstract In recent years the modulation of light fields by metasurfaces has seen great progress, with novel applications not only in classical optics but also in quantum optics. Exciting achievements have been reported with metasurfaces, which we shall review in this paper, including promising applications in the construction of quantum optical sources, the manipulation and detection of quantum states, and quantum imaging.

Keywords metasurface, quantum optics, nonclassical light modulation

1 引言

光在我们的日常生活中扮演着非常重要的角色,几乎影响到我们生活的各个方面。自古以来,人们对掌控光的能力都非常着迷。传统的光场调控方法一般都需要反射或折射光学元

器件来实现,如球面镜、透镜等。这些元器件往往依赖于精准的形貌控制,或者较大的厚度来积累足够的相位变化,从而实现所需要的功能。满足这些要求一般采用笨重庞大的玻璃等体块材料,通过精准的模具及打磨等传统工艺来实现,困难较大,成本较高,特别是在光刻机等高精尖设备中。

20世纪后半段以来,伴随着科技水平的提高以及高密度集成电路器件的巨大成功,人们感受

* 国家科技部重点研发计划(批准号:2019YFA0705000)、国家自然科学基金(批准号:11822406,11774164,11834007)、上海市浦江人才计划(批准号:20PJ1403400)资助项目;上海市教育委员会科研创新计划自然科学基金重大项目(批准号:2021-01-07-00-08-E00100)

到微纳集成的巨大魅力，对于小型化和集成化的需求越来越高。在光的处理和控制方面有同样的需求，实现小型化和集成化不仅可以降低器件的重量和尺寸，制造微光学、光子芯片等新一代光子器件，为日常生活带来更多便捷；另一方面，从微纳尺度来操控光，也为更精准的多自由度调控光场提供了新的可能。于是，人们把目光转移到由波长乃至亚波长单元构成的平面光学元件，希望通过精心设计的人工结构来掌控光的波前。

早在100多年前，人们就已经尝试用“平面”结构来控制电磁波，研究通过亚波长周期的金属光栅控制微波的反射和透射^[1, 2]。后来，衍射光学元件(DOE)被发展出来，对光波也实现了0到 2π 的全相位控制，开启了平面光学元件的研究^[3]。这种DOE通常是通过高度控制的台阶式介质材料来实现的。然而，DOE的制备一般比较复杂，在偏折角度增大时会带来阴影效应而降低效率。随着微纳加工工艺的发展，人们可以精准制备出大规模纳米尺度的结构，于是，超构表面的概念在21世纪初应运而生。通过人工微纳结构组成的阵列，即可对光的相位进行完全的调控^[4-6]。超构表面的厚度比波长小或者与波长相当，是一种准二维的平面材料，并且加工相对简单，与半导体工艺有很好的兼容性。这种新的材料对于多功能的光场调控、系统的小型化和集成化方面具有显著的优势，因此迅速引起了世界各国的浓厚兴趣，并掀起了一场平面光学研究和应用的风暴。

随着对超构表面研究的深入，人们可以通过这种新的材料对光场的多个自由度，如相位、偏振、振幅、频率等进行独立或者联合的调控，已经实现了许多新奇的光学效应和器件应用，如非常规偏折、偏振调控、矢量光发生、加密和防伪、光子自旋轨道相互作用、冷原子磁光阱、全息成像、非线性，以及各种各样的超透镜及应用等^[7]。目前研发出的超透镜在许多特性方面已经不输于传统的体块透镜，并开始在产品中开发应用。同时，人们也尝试在动态超构表面、拓扑光子学等方向进一步探讨其物理内涵，拓展其应用。

伴随着超构表面在经典光场调控方面的巨大成功，它在量子光学的研究中也引起了巨大的兴

趣。量子光学是量子信息科技的重要研究方向，而量子信息是当代信息技术发展的重要方向和新兴交叉学科，在众多方向拥有巨大的潜力。近些年来，量子信息科学发展迅猛，在理论和实验方面均取得了一系列重大进展，如潘建伟院士团队实现的基于“墨子号”的卫星量子通讯^[8]，谷歌以及潘建伟院士团队实现的量子优越性等^[9, 10]。量子信息科技在通信、计算、测量、模拟等方面的优势有望对人类的科技产生根本性的变革，它是目前各个国家的科技工作者的研究热点，被国际上公认为是21世纪最活跃、最重要的科学研究领域之一。超构表面灵活的多自由度集成调控的特点使得它在量子光学中也有非常可观的应用前景，已经逐渐在量子光源、量子态操控以及量子测量等方面崭露头角，成为量子光学发展的一个重要的平台^[11]。

本文将主要聚焦于超构表面在量子光学方面的研究和应用。首先介绍超构表面在量子光源制备方面的研究，之后介绍利用超构表面对量子态的操控，再介绍超构表面在非经典光探测以及成像方面的应用，最后将做出总结和展望。

2 基于超构表面的量子光源制备

量子光源是量子光学信息的基础，理想的量子光源需要具备高亮度、小型化、可控、高性能等特性，而超构表面在实现这些特性方面具有得天独厚的优势。微纳结构对光场具有局域增强能力，光子的态密度得以有效的增强，有助于提升光子的产生效率和亮度；同时，借助超构表面的光场调控能力，可以对产生的非经典光场的波前进行调控并按需实现丰富的功能。因此，结合超构表面的量子光源研究引起了广泛的兴趣，在单光子源、量子纠缠源以及多体量子光源等方面已经开始取得重要的应用。

量子发光体是最主要的单光子源之一，常用的量子发光体有染料分子、量子点以及晶体中的色心结构等。作为单光子源这些量子发光体具有波长明确，并且是确定性的光源等优势。与其他量子发光体相比，量子点易于制备和集成，而且

在最大重复速率、工作温度、单光子发射质量、光源尺寸等方面均有优越性，因此，量子点被认为是一种最有潜力的单光子源。

量子点的辐射寿命通常比较长，但由于其材料折射率与外界环境不匹配，量子点的亮度和辐射效率一般较低，难以满足光通信和信号处理的需求。提升量子点光源的效率，得到高质量的量子光源并能对其进行有效的探测和收集对量子点光源的应用至关重要，在这些方面超构表面已经发挥了非常重要的作用^[12]。最近，Liu等在量子点单光子源的增强和控制方面取得了很大的进展^[13]。他们基于最近发展的基于荧光成像的量子点精准定位技术，提出一种高效宽带反射器上的布拉格环(CBR-HBR)结构，并将GaAs量子点精准地置于结构的中心以产生纠缠光子对(图1(a))。这种结构克服了量子点在侧向和背向的光子泄露，并将光子有效地约束为其前向方向。其单光子的理论收集效率在大约33 nm的带宽上可以达到90%以上，有效提升了量子点的亮度和收集效率。进一步地，他们提出一种基于双焦点超构透镜的量子点光源结构，对位于焦点的量子点及其镜像的辐射光子实现高效的方向可控的辐射，并可以实现左右旋圆偏振态的按需调控(图1(b))^[14]。

类似地，利用超构表面也实现了基于金刚石氮空位(NV)色心偏振可选的准直单光子源，其光子的收集效率可达92%(图1(c))^[15, 16]。

在量子信息的研究中，光子的轨道角动量(OAM)是一个非常重要的自由度，它们能够形成一个无限维完备的希尔伯特空间，可以大幅度增加经典和量子信息的容量^[17]。具有轨道角动量的单光子源是高维量子信息处理的一种关键器件。Chen等实现了一种集成的轨道角动量单光子源，他们将单个量子点精准地嵌入角向光栅微环谐振腔中，使量子点与具有轨道角动量的微腔模式实现高效耦合，增强量子点的发光效率，并通过角向光栅对单光子向上散射，实现了目前国际上最亮的芯片式触发轨道角动量单光子源(图1(d))^[18]。这些工作为推进量子点非经典光源性能的按需调控和高维量子信息处理做出了重要贡献。

近年来二维材料的研究和应用取得了巨大的进展，一些二维材料，如石墨烯、六方氮化硼(hBN)等也可以作为很好的单光子源，而且它们与超构表面间的集成比较容易实现。超构表面与二维材料之间的耦合可以改变光子态密度，提升材料辐射的Purcell因数，增强材料的辐射性能。Tran等利用金属等离子体超构表面对hBN材料实现了大约2倍的辐射增强，并且在该过程中单光子的特性得到了很好的保持^[19]。Proscia等则在室温下展示了由硅纳米柱构成的超构表面不仅能有效增强hBN材料中的缺陷辐射单光子的能力，更为重要的是，这些纳米柱自身可以引入缺陷态并辐射单光子，从而人为控制这些缺陷，实现室温下位置可控的阵列单光子源，这对于非经典光源意义重大(图1(e))^[20]。

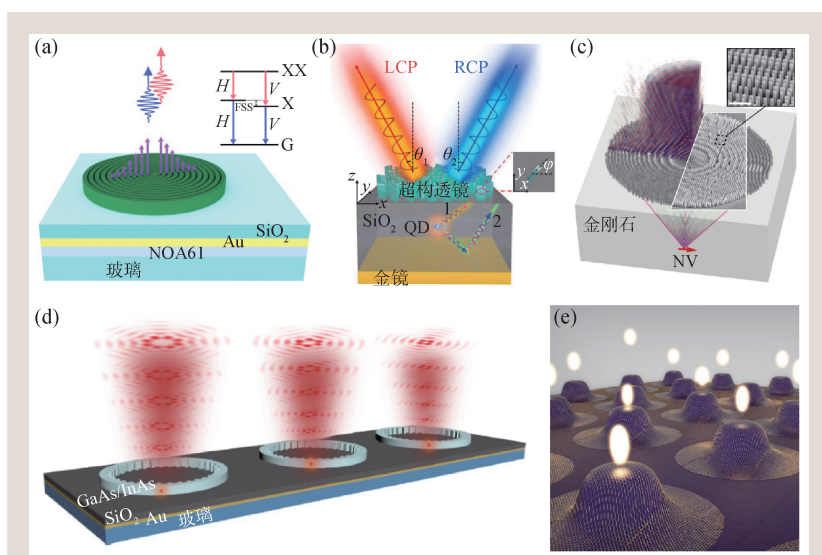


图1 基于超构表面的量子发光体光源 (a)基于CBR-HBR的量子点纠缠光源^[13]；(b)自旋按需调控的双焦点超构透镜量子点辐射^[14]；(c)超构透镜对单NV色心单光子源的辐射调控^[15]；(d)嵌入量子点的微环谐振腔产生携带OAM量子叠加态的单光子源^[18]；(e)超构表面诱发二维hBN单光子辐射^[20]

量子纠缠是量子物理与经典物理最主要的区别之处，是量子信息技术的一个关键所在。目前，纠缠光子产生最普遍的方法是通过非线性过程如自发四波混

量子纠缠是量子物理与经典物理最主要的区别之处，是量子信息技术的一个关键所在。目前，纠缠光子产生最普遍的方法是通过非线性过程如自发四波混

频(SFWM)、自发参量下转换(SPDC)等实现。超构表面与非线性过程可以很好的结合, 为非线性量子纠缠源带来突破, 如产生宽带和增强的 SPDC 过程等^[21, 22], 促进基于非线性过程的量子纠缠源在量子信息技术的应用。

在量子光学的研究中, 获得紧凑、稳定、可控的大规模高维度量子纠缠源和多光子源意义重大, 超构表面则为非线性量子光源的小型化、多功能化以及可控化提供了广阔的空间。高维度和多光子量子纠缠光源对于量子通讯和量子计算等应用至关重要, 更高的维度能够为量子通信提供更大的信息容量以及更强的抗干扰能力; 而更多的光子数则会为量子计算和计量提供更多的资源和处理能力, 也富含更有趣的量子物理特性。

最近, 人们借助超构表面实现了紧凑型超高速度的量子纠缠源和多光子源, 为突破量子光源的纠缠维度和光子数的限制提供了全新的方案^[23]。在该工作中, Li 等将一个超构透镜阵列与非线性晶体 BBO 结合在一起, 超构透镜阵列将泵浦激光均匀分束并在 BBO 晶体中形成一个 10×10 的焦点阵列, 同时激发 100 个 SPDC 过程, 得到大规模的纠缠光子对(图 2(a))。对于任意一个由该系统制备的光子, 无法确定其来自于其中的哪一条路径, 因此这些光子对构成了 100 维路径编码的纠缠态。同时, 通过超构表面还可以对每个路径的相位进行独立编码, 并通过 SPDC 过程传递给所制备的纠缠态, 这种相位可控的高维度路径纠缠态在实验中也得到了证实。这种系统也可以用以制备和调控多光子态, 该工作也从实验上证明了由该系统制备的 4 光子和 6 光子显示了很好的多光子特性。这个基于超构表面的量子光源具有紧凑、稳定、可控等优势, 为集成量子光学提供了一个全新的平台, 对量子光学信息的发展具有重要的意义。

此外, 超构表面也可以对这种非线性过程产生的纠缠光子对的波前进行集成的调控, 以满足

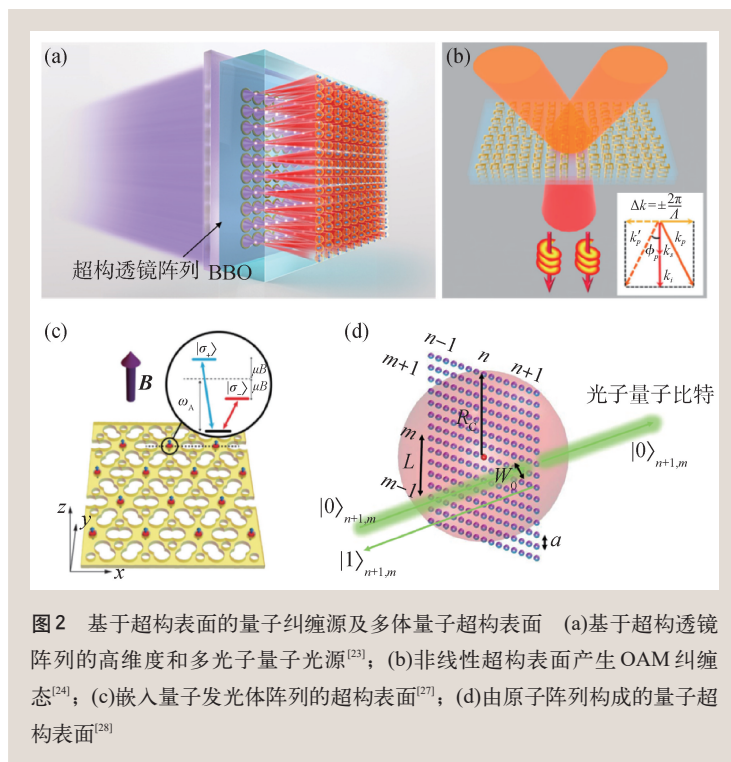


图2 基于超构表面的量子纠缠源及多体量子超构表面 (a)基于超构透镜阵列的高维度和多光子量子光源^[23]; (b)非线性超构表面产生OAM纠缠态^[24]; (c)嵌入量子发光体阵列的超构表面^[27]; (d)由原子阵列构成的量子超构表面^[28]

后续量子光学系统的应用需要。Ming 等研究了基于非线性等离子体超构表面的 SPDC 过程产生的光子纠缠和调制^[24]。通过灵活的纳米结构设计, 这种超构表面可以产生纠缠光子对, 同时可以根据需要控制非线性光子的空间特性(图 2(b)), 尤其是产生轨道角动量纠缠态等具有重要应用的量子态。可以预见, 超构表面这种灵活的多自由度同时调控的能力将为非线性量子光源带来更为丰富有用的功能和应用。

最后, 超构表面不仅为单光子和双光子量子光源的操控提供了平台, 也可以并行实现多功能和处理多任务, 对多体量子体系同样适用^[25, 26]。Perczel 等提出了一个可操作的超构表面平台, 探索拓扑量子光学中的多体物理学^[27]。如图 2(c)所示, 他们将量子发光体阵列嵌入到一个超构表面中, 对系统加上均匀的面外磁场 B , 使得原子能级分裂为 $|\sigma_+\rangle$ 和 $|\sigma_-\rangle$ 。通过发光体与超构表面的导模直接相互作用, 可以得到比较宽的拓扑带隙、鲁棒的边缘态以及具有非零 Chern 数的几乎平坦带隙。人们也探讨了由原子阵列构成的量子超构表面中原子—光子间的纠缠以及多体间并行的量子处理等物理过程(图 2(d))^[28]。这些结果表明了基

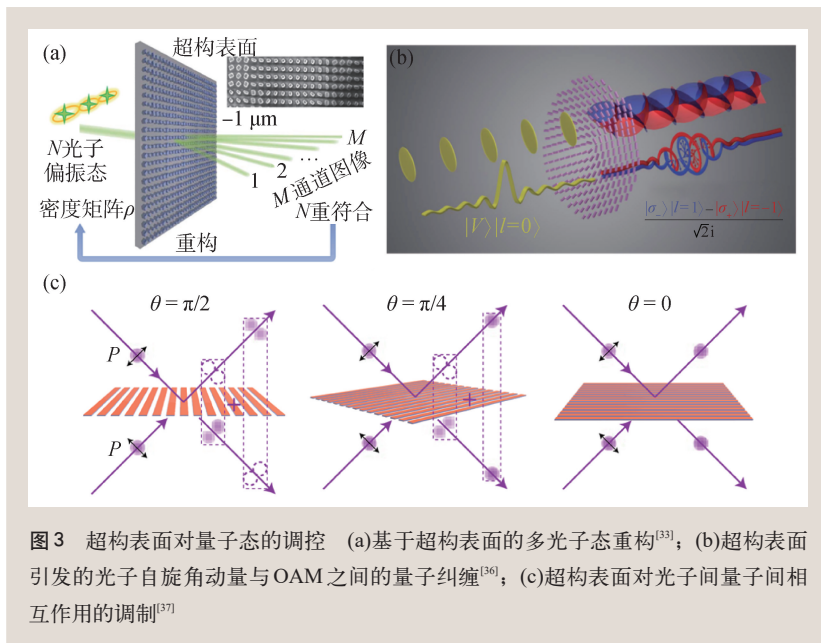


图3 超构表面对量子态的调控 (a)基于超构表面的多光子态重构^[33]; (b)超构表面引发的光子自旋角动量与OAM之间的量子纠缠^[36]; (c)超构表面对光子间量子间相互作用的调制^[37]

于结构化的超构表面也可以对多原子体系进行操控，为光与多体相互作用的物理研究开辟了新的道路。

3 基于超构表面的量子态操控

量子态的操控是实现量子光学系统的关键环节之一。对量子态的任意离散么正算符操作可以使用线性光学元件来实现^[29]，这种思路也可以拓展到纳米光子学，通过超构表面出众的光场调控能力来操控量子态，为量子态操控器件的小型化和集成化带来新的契机。在量子光学中需要面对的首要问题是光子与微纳结构相互作用后其量子特性是否可以保持。人们最早在金属的微纳结构上探讨了这一问题^[30]。在该工作中，纠缠光子中的一个光子通过由周期金属纳米孔阵列构成的样品转化为表面等离子激元波，尽管在该过程中光子转化为电子的集体振荡模式，并遭受较大的损耗，但结果证明光子间的纠缠特性依然得以保持。这一现象后来也在量子物理上得到了理论解释^[31]，表明这种光子形态的转换不会影响光子的量子特性，这就为超构表面等微纳体系在量子态操控中的应用扫除了障碍。

利用金属微纳结构，人们实现了集成的微纳分束器、耦合器等量子光学操作需要的基本器

件，也实现了量子逻辑门^[32]等逻辑操作。然而，由于金属材料对光子有比较强的吸收，同时在这些器件中光子—等离子激元的耦合带来很大的损耗，这是非常不利的，因此量子器件向纳米体系的扩展遇到了较大的挑战。不过，高效率超构表面特别是全介质超构表面的发展，有效降低了损耗，并在量子态的操控方面已经取得了令人振奋的进展。

超构表面可以对光的相位、偏振等进行灵活的操控，这对于各种量子态的重构具有重要的作用。Wang等将这种可能变成了现实，他们将多个超构表面超单元嵌套到一个超构表面，可以同时实现多个多光子的干涉过程^[33]。

通过这种超构表面，可并行地将多光子偏振态展开到完备的偏振层析态上，并将它们分解到不同的空间通道。然后，对不同通道的光子进行关联测量和计算即可对该多光子态进行精准重构。图3(a)显示了这种超构表面的多光子态重构方案，其中输入的 N 光子态通过超构表面的调制后被分解到 M 个不同的端口，每一个端口对应于不同的层析态，即把输入的量子态投影到 M 个多光子希尔伯特空间中，通过对 M 个输出端口信号的符合测量就可以完全重建输入 N 光子态的量子密度矩阵。相对于传统的方法，这种并行量子态重构方法有利于减少测量时间，降低重构过程引入的扰动。类似的方法也可以扩展到任意偏振态的操纵上^[34]。

光子可以在不同的自由度之间纠缠和变换，如偏振、路径、轨道角动量等。光子不同自由度之间的纠缠可以提升光子的纠缠维度，丰富对量子态的控制手段，对于量子光学信息系统的拓展非常重要。通过超构表面可以实现经典的光子自旋和轨道之间的耦合^[35]，最近，人们也进一步通过超构表面实现了光子的自旋和轨道之间的转换和纠缠^[36]。在图3(b)的示意图中，当线偏振的光子通过由几何相位设计的超构表面后实现了自旋

角动量和轨道角动量之间的纠缠。当纠缠光子对中的一个光子通过超构表面样品时实现自旋和轨道角动量之间的相互作用，另一个光子则直接被收集并通过单光子探测器检测。测量发现通过超构表面的光子获得了轨道角动量并与自旋角动量产生了纠缠，进一步地贝尔态测量结果表明，一个光子的自旋与另一个光子的轨道角动量之间实现了纠缠，反之亦然。

尽管已经有不同方式实现了单个光子的量子态操控，但是实现光子之间的有效相互作用却非常困难。这是因为光子是玻色子，通过量子干涉只能达到间接的等效相互吸引力，这对光子之间的逻辑操作等过程产生了较大的限制。与之相对，另一种基本粒子费米子则可以通过量子干涉实现等效的相互排斥力。Li等设计了一种各向异性的超构表面，为量子光学引入一个新的自由度，从而等效实现了对光子之间量子相互作用的任意操控^[37]。通过旋转超构表面或者改变光子的偏振(图3(c))，双光子间的量子相互作用可以分别表现为等效的玻色子间的相互作用、费米子间的相互作用、或者介于两者之间的任意状态，从而超越了光子固有的玻色子本性。这个工作为量子逻辑门等器件和系统的设计提供了新的思路。

通过超构表面不仅可以对光子的量子态进行操控，也可以利用对这些光子态的调控相干地控制量子发光体的辐射行为，调控它们之间的干涉和纠缠。早在2000年，就有理论预言在各向异性的真空电磁环境中，量子发光体紧邻量子态的辐射通道间可以实现量子干涉^[38]。2015年，Jha等设计了一种各向异性的超构表面，通过它可以实现远距离的量子干涉操控^[39]。在其模型中，一个由三能级原子构成的量子发光体被置于特别设计的各向异性超构表面的焦点处(图4(a))，发光体与超构表面的间距 d 远大于其辐射光波的波长 λ 。超构表面对发光体发出的 x

方向偏振的光子表现为一个球面镜并将它们聚焦回光源，而 y 方向偏振的光子则会发散，构成一个强各向异性的电磁环境，这种环境可以使得其不同能级间发生量子干涉。如图4(b)所示，在没有超构表面的各向同性自由空间中，发光体 $|a_2\rangle$ 能级占据数保持为零；而引入超构表面后，其占据数先增大再减小，同时 $|a_1\rangle$ 能级的衰减减缓，这表明超构表面使得 $|a_1\rangle$ 能级与 $|a_2\rangle$ 能级间发生了量子干涉，而这种干涉在各向同性的自由空间中是不会发生的。Kornovan等也通过结合各向异性超构表面与量子发光体实现了类似的量子干涉，从理论上预言，这种体系下显著的手性效应会促使量子发光体的电子态在左旋态和右旋态之间的非对称变换^[40]。这种通过超构表面实现的量子干涉开辟了基于原子的量子光学与固态系统长程相互作用的调控途径。

不仅如此，通过多功能的超构表面也可以控制其附近的多个量子体间的相互作用，实现它们之间的纠缠，这些量子体间的距离可以远大于其作用波长^[41]。如图4(c)所示，Jha等进一步设计了

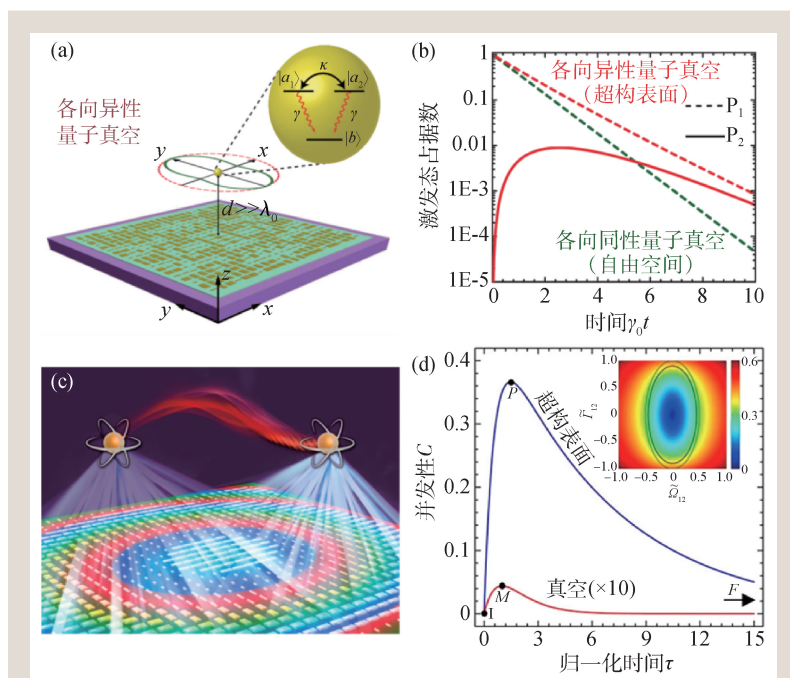


图4 基于超构表面的长程量子干涉 (a)各向异性超构表面引发多能级量子发光体不同辐射通道间的量子干涉^[39]; (b)有无超构表面时原子两激发态占据数随时间变化的对比^[39]; (c)超构表面引发的两原子量子比特间的纠缠^[41]; (d)两原子量子比特的并发性在有无超构表面时的对比^[41]

一个双焦点的超构表面，当两个原子分别置于这两个焦点时，其中一个原子自发辐射的光子将会被聚焦到另一个焦点的原子处。在这种情况下，两个量子比特间的并发性比自由空间情况高了约两个数量级(图4(d))，显示出超构表面使得它们之间实现了很好的纠缠，并且其寿命比单量子比特的寿命要长得多。Biehs等则提出利用近零折射率薄膜材料，也可以在很大的距离上实现这两个量子比特间的纠缠^[42]。可见，超构表面可以为量子发光体提供空间可拓展的相互作用通道，产生鲁棒性很强的芯片尺度量子比特纠缠。尽管由于实验系统的巨大困难，基于超构表面的量子发光体之间的纠缠尚未有实验报道，但这些理论工作预示了超构表面作为一个独特的平台在单量子和多量子体系的广阔前景。

4 基于超构表面的量子探测

超构表面在经典光的探测中，包括传感、光谱测量、成像等方面都展现出了非凡的能力和前景。其中一些物理思想和方法也开始拓展到量子光学，促进了非经典光探测的发展，包括基

于超构表面的量子传感、高效的量子吸收、量子成像等。

量子传感是根据量子力学的基本原理，利用量子纠缠、量子态压缩、量子干涉等特性实现的传感测量，能突破标准量子极限，实现海森伯极限精度的测量等，在许多应用中具有突破经典策略的性能^[43]。2019年，Georgi等将超构表面引入到量子传感和探测的研究中^[44]。他们通过几何相位设计了能够纠缠和解纠缠双光子自旋态的超构表面，当一对正交偏振的线偏振光子对入射到这个超构表面时，两个光子会被分解到左旋或者右旋圆偏振光，并构成路径纠缠的双光子NOON态；它的反过程依然成立(图5(a))。这个系统可以构成一个对相位敏感的量子干涉仪，当其中一条路径的相位有所改变时，其干涉可见度即会发生明显的改变，其符合测量的干涉可见度最高可达 $86.8 \pm 1.1\%$ 。这种方法在基于干涉的量子传感和测量中将产生令人兴奋的潜在应用^[45, 46]。

超构表面能够增强光与物质的相互作用，有效提升光子的吸收效率，甚至于完美相干吸收^[47]。量子光学需要处理的通常是较弱的光信号，因此将超构表面的这种独特的增强吸收机制

拓展到单光子水平引起了人们极大的兴趣。2014年，Huang等人首先提出了量子光的相干光子吸收^[48]。后来，Roger等展示了通过深亚波长的超构表面结构实现了对单光子的相干吸收，同时从金属超构表面两侧入射的单光子在超构表面上发生量子干涉(图5(b))，实现确定性的单光子全吸收^[49]。2019年，他们进一步将此概念扩展到多光子的吸收^[50]。相对于单光子的吸收，多光子吸收几率相对于光子数是非线性的，由于多光子的概率极低，其吸收一般是非常微弱的，因此多光子探测具有极大的挑战。Lyons等利用超构表面实现了双光子的相干吸收，其效率可达40%，且对于

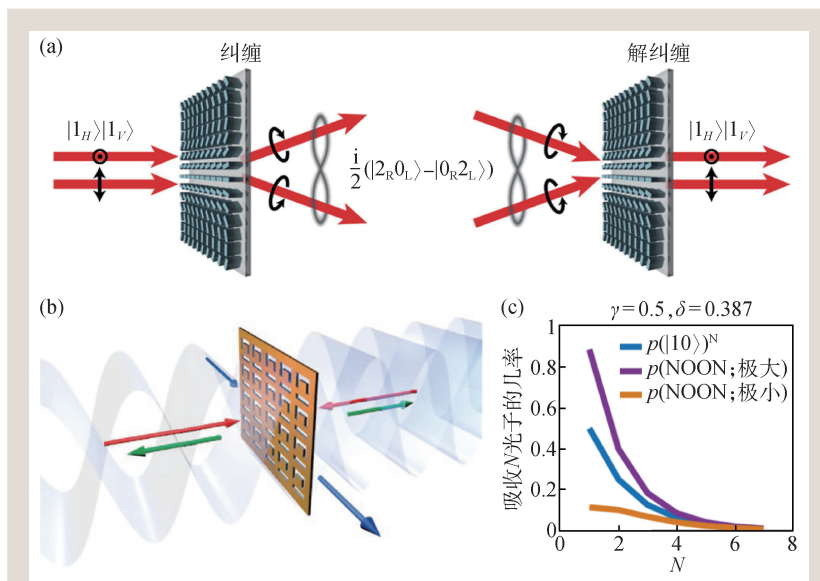


图5 基于超构表面的量子探测 (a)利用几何相位超构表面实现的双光子纠缠与解纠缠^[44]；(b)基于单层金属超构表面的单光子相干吸收^[49]；(c)基于超构表面的多光子相干吸收增强的预测，其中紫色和橙色曲线分别是最大和最小的吸收几率预测，蓝色曲线是 N 个独立光子的吸收曲线^[50]

$N=2$ 的NOON态, 相干吸收的吸收系数达到了2倍于经典吸收极限的结果。这一结果对 $N>2$ 的多光子体系同样适用(图5(c)), 对于依赖于高峰值功率的多光子应用具有非常重要的前景。这些基于超构表面的相干吸收工作作为量子态的检测、传感以及操控等应用提供了新的可能性。

超构表面在光学成像方面也显示了非常可观的前景, 从常规的透镜成像到偏振成像、三维光场成像、高光谱成像等方面都取得了令人瞩目的应用。近来, 超构表面在非经典光的成像方面也开始崭露头角。量子成像主要是通过非经典光进行成像, 可以实现对未测量光子进行量子成像^[51]、鬼成像^[52], 能够获得突破衍射极限、提高信噪比等超越传统成像的能力^[53]。2019年, Altuzarra等通过超构表面实现了一种必须依赖于量子纠缠的光学成像方案^[54]。如图6(a)所示, 在超构表面上叠加两组偏振相关的图案, 仅当利用偏振纠缠的光子对它进行照明并做关联成像时, 才能清晰分辨超构表面上的图案; 而如果用非纠缠的光子则无法分辨两组图案。随着纠缠度的改变, 图案的质量也会相应的受到影响(图6(b))。

量子成像在边缘成像中也实现了独特的应用。通过边缘成像可以对特定区域或者图像的边缘进行成像, 它是机器视觉、自动识别、自动驾驶等方面应用的重要手段。与传统的数字成像方式相比, 边缘成像具有高速度和低耗能等优势。超构表面在边缘成像中显示出了很大的潜力^[55, 56]。Zhou等利用偏振纠缠光作为照明光源, 将基于超构表面的边缘成像拓展到量子成像(图6(c))^[57]。偏振纠缠光子对中的一路光子在照射物体后, 被超构表面分解为左旋和右旋圆偏振光, 且彼此间实现一定的偏移, 然后再对透射的光子进行偏振检测。同时, 另一路光子作为外部触发, 通过对两路光子的符合测量而得到图像。当触发

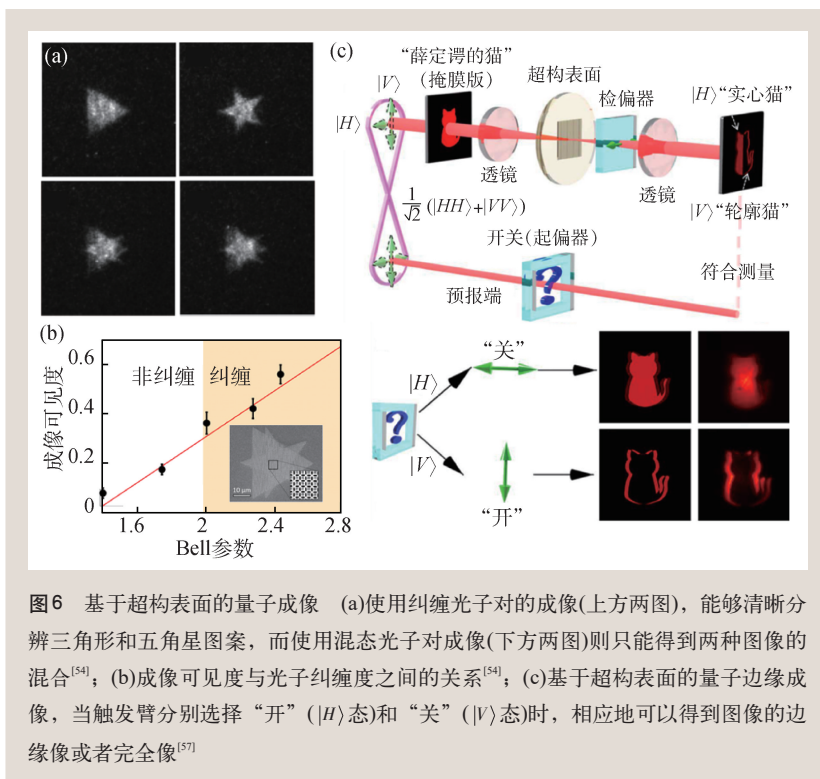


图6 基于超构表面的量子成像 (a)使用纠缠光子对的成像(上方两图), 能够清晰分辨三角形和五角星图案, 而使用混态光子对成像(下方两图)则只能得到两种图像的混合^[54]; (b)成像可见度与光子纠缠度之间的关系^[54]; (c)基于超构表面的量子边缘成像, 当触发臂分别选择“开”(H)态和“关”(V)态时, 相应地可以得到图像的边缘像或者完全像^[57]

路光子的偏振态未做选择测量时, 得到的图像将是整个图像和边缘像的混合; 而当选择偏振状态后, 得到的图像则可以根据偏振状态的不同在完全图像和边缘像之间进行切换。相对于经典成像, 这种量子边缘成像在同样亮度的情况下将具有更高的信噪比。

5 结束语和展望

超构表面由于其对光场无与伦比的多自由度灵活调控能力, 为当代光学系统的发展带来了一系列物理原理和应用上的重要突破, 在经典和量子光学中都具有极为可观的应用前景。目前, 超构表面与量子光学的结合尚处于早期阶段, 但已经实现了非常重要的物理研究和应用, 证明了超构表面是一种非常适宜于量子光学系统的新功能材料, 显现出很大的潜力。进一步充分发挥超构表面多自由度、多功能集成调控的优势, 对于推动量子光学物理和应用的发展意义重大。值得指出的是, 动态的光场调控是目前超构表面研究的一个热点, 通过动态的超构表面, 可以对光场的相位、偏振、振幅、空间形态等进行实时的控

制,尤其是近来基于铈酸锂高速电光效应的动态光场调控^[58, 59],将在基本物理和前沿应用上带来重要的突破,这对于量子态的调控以及量子信息科技的发展非常重要。另一方面,集成量子芯片是当前量子光学信息研究和发展的一个重要趋势,超构表面与波导系统之间可以建立稳定高效的互连,将超构表面的多功能光场调控体系与光子芯片进行有机的结合,将有力地促进集成光子芯片的功能和应用的发展。

参考文献

- [1] Lamb H. Proceedings of the London Mathematical Society, 1897, 1, 523
- [2] Kock W E. Bell System Technical Journal, 1948, 27: 58
- [3] Miyamoto K. Journal of the Optical Society of America, 1961, 51: 17
- [4] Bomzon Z E, Kleiner V, Hasman E. Applied Physics Letters, 2001, 79: 1587
- [5] Yu N *et al.* Science, 2011, 334, 333
- [6] Sun S L *et al.* Nat. Mater., 2012, 11, 426
- [7] Brongersma M L. Nanophotonics, 2021, 1, 643
- [8] Dai H *et al.* Nat. Phys., 2020, 16, 848
- [9] Arute F *et al.* Nature, 2019, 574, 505
- [10] Zhong H S *et al.* Science, 2020, 370: 1460
- [11] Solntsev A S, Agarwal G S, Kivshar Y S. Nat. Photonics, 2021, 15: 327
- [12] Jun Y C, Huang K C, Brongersma M L. Nature Communications, 2011, 2: 1
- [13] Bao Y *et al.* Science Advances, 2020, 6: eaba8761
- [14] Liu J *et al.* Nat. Nanotechnol., 2019, 14: 586
- [15] Huang T Y *et al.* Nature Communications, 2019, 10: 1
- [16] Kan Y *et al.* Advanced Materials, 2020, 32: 1907832
- [17] Yao A M, Padgett M J. Advances in Optics and Photonics, 2011, 3: 161
- [18] Chen B *et al.* Nat. Nanotechnol., 2021, 16: 302
- [19] Tran T T *et al.* Nano Lett., 2017, 17: 2634
- [20] Proscia N V *et al.* Optica, 2018, 5: 1128
- [21] Okoth C, Cavanna A, Santiago-Cruz T *et al.* Phys. Rev. Lett., 2019, 123: 263602
- [22] Marino G *et al.* Optica, 2019, 6: 1416
- [23] Li L *et al.* Science, 2020, 368: 1487
- [24] Ming Y *et al.* Laser & Photonics Reviews, 2020, 14: 1900146
- [25] Barredo D *et al.* Science, 2016, 354: 1021
- [26] Ballantine K, Ruostekoski J. Phys. Rev. Lett., 2020, 125: 143604
- [27] Perczel J *et al.* Phys. Rev. Lett., 2020, 124: 083603
- [28] Bekenstein R *et al.* Nat. Phys., 2020, 16: 676
- [29] Reck M, Zeilinger A, Bernstein H J *et al.* Phys. Rev. Lett., 1994, 73: 58
- [30] Altewischer E, Van Exter M, Woerdman J. Nature, 2002, 418: 304
- [31] Moreno E *et al.* Phys. Rev. Lett., 2004, 92: 236801
- [32] Wang S *et al.* Nature Communications, 2016, 7: 1
- [33] Wang K *et al.* Science, 2018, 361: 1104
- [34] Lung S *et al.* ACS Photonics, 2020, 7: 3015
- [35] Bliokh K Y, Nori F. Physics Reports, 2015, 592: 1
- [36] Stav T *et al.* Science, 2018, 361: 1101
- [37] Li Q *et al.* Nat. Photonics, 2021, 15: 267
- [38] Agarwal G. Phys. Rev. Lett., 2000, 84: 5500
- [39] Jha P K *et al.* Phys. Rev. Lett., 2015, 115: 025501
- [40] Kornovan D, Petrov M, Iorsh I. Phys. Rev. A, 2019, 100: 033840
- [41] Jha P K *et al.* ACS Photonics, 2017, 5: 971
- [42] Biehs S A, Agarwal G. Phys. Rev. A, 2017, 96: 022308
- [43] Degen C L, Reinhard F, Cappellaro P. Rev. Mod. Phys., 2017, 89: 035002
- [44] Georgi P *et al.* Light: Science & Applications, 2019, 8: 1
- [45] Leibfried D *et al.* Science, 2004, 304: 1476
- [46] Ono T, Okamoto R, Takeuchi S. Nature Communications, 2013, 4: 1
- [47] Wan W *et al.* Science, 2011, 331: 889
- [48] Huang S, Agarwal G. Opt. Express, 2014, 22: 20936
- [49] Roger T *et al.* Nature Communications, 2015, 6: 1
- [50] Lyons A *et al.* Phys. Rev. A, 2019, 99: 011801
- [51] Lemos G B *et al.* Nature, 2014, 512: 409
- [52] Pittman T B, Shih Y, Strekalov D *et al.* Phys. Rev. A, 1995, 52: R3429
- [53] Tsang M. Phys. Rev. Lett., 2009, 102: 253601
- [54] Altuzarra C *et al.* Phys. Rev. A, 2019, 99: 020101
- [55] Zhou J *et al.* Proceedings of the National Academy of Sciences, 2019, 116: 11137
- [56] Zhou Y *et al.* Nat. Photonics, 2020, 14: 316
- [57] Zhou J *et al.* Science Advances, 2020, 6: eabc4385
- [58] Wang C *et al.* Nature, 2018, 562: 101
- [59] Gao B *et al.* SCIENCE CHINA Physics, Mechanics Astronomy, 2021, 64: 1