

# 光学学报

## 基于超表面的量子态制备与操控研究进展

陈烈裕<sup>1,2</sup>, 李占成<sup>1,2</sup>, 程化<sup>1,2\*</sup>, 田建国<sup>1,2</sup>, 陈树琪<sup>1,2,3,4\*\*</sup>

<sup>1</sup>南开大学物理科学学院, 天津 300071;

<sup>2</sup>南开大学泰达应用物理研究院弱光非线性光子学教育部重点实验室, 天津 300457;

<sup>3</sup>山西大学极端光学协同创新中心, 山西 太原 030006;

<sup>4</sup>山东师范大学光场调控及应用协同创新中心, 山东 济南 250358

**摘要** 单光子和多光子量子态的制备与操控对量子信息技术的发展和應用至关重要。在实现量子器件小型化和集成化的基础上对量子态进行有效制备和操控是目前量子信息技术研究领域的�前沿问题。作为一种平面光学人工微结构阵列,超表面能够在亚波长尺度上实现对光场振幅、相位和偏振态等多个维度的有效控制,为微纳光学器件的设计提供了一种全新方式。近期研究表明,高效率超表面是实现小型化和集成化量子器件的理想平台。总结了近年来可见光和近红外波段高效率超表面的设计原理及其应用方向,并在此基础上对超表面在提高单光子发射器性能方面和在多光子纠缠态制备与操控方面的重要工作进行了总结。

**关键词** 光学器件; 超表面; 集成光学器件; 量子信息; 单光子; 量子纠缠

中图分类号 O436

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202141.0823016

## Progress of Metasurface-Enabled Preparation and Manipulation of Quantum States

Chen Lieyu<sup>1,2</sup>, Li Zhancheng<sup>1,2</sup>, Cheng Hua<sup>1,2\*</sup>, Tian Jianguo<sup>1,2</sup>, Chen Shuqi<sup>1,2,3,4\*\*</sup>

<sup>1</sup>School of Physics, Nankai University, Tianjin 300071, China;

<sup>2</sup>Key Laboratory of Weak Light Nonlinear Photonics, Ministry of Education, TEDA Institute of Applied Physics, Nankai University, Tianjin 300457, China;

<sup>3</sup>Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China;

<sup>4</sup>Collaborative Innovation Center of Light Manipulations and Applications, Shandong Normal University, Jinan, Shandong 250358, China

**Abstract** The preparation and manipulation of single-photon and multiphoton quantum states play critical roles in the development and application of the quantum information technology. Based on miniaturization and integration of quantum devices, the effective preparation and manipulation of quantum states are an emerging problem in the quantum information technology field. Metasurfaces, as planar artificial nanostructure arrays, can effectively control the amplitude, phase, and polarization of a light field in sub-wavelength scale, which provide a good methodology for the design of micro-nano optical devices. Recent advances have demonstrated that high-efficiency metasurfaces are a powerful platform for the realization of integrated and miniaturized quantum devices. This paper reviews the design principles and broad applications of high-efficiency metasurfaces in the visible and near-infrared regimes. In addition, this paper discusses recent key metasurface approaches to improve the performance of single-photon emitters and preparation and manipulation of multiphoton entangled states.

收稿日期: 2020-09-18; 修回日期: 2020-11-05; 录用日期: 2020-11-09

基金项目: 国家重点研发计划(2016YFA0301102, 2017YFA0303800)、国家杰出青年科学基金(11925403)、国家自然科学基金(11974193, 91856101, 11774186, 11904183, 11904181)、天津市杰出青年科学基金(18JCJQJC45700)

\* E-mail: hcheng@nankai.edu.cn; \*\* E-mail: schen@nankai.edu.cn

**Key words** optical devices; metasurface; integrated optics device; quantum information; single photon; quantum entanglement

**OCIS codes** 230.3120; 160.3918; 130.3120; 270.5585

## 1 引言

量子信息是量子物理学研究的前沿领域,近年来发展迅速。在量子信息中,最基本的信息单元是量子比特。与经典比特不同,量子比特可以处在“0”和“1”的任意叠加态。由  $n$  个量子比特构成的量子计算机中存在  $2^n$  种本征态的叠加,这种量子相干叠加特性使得量子计算机拥有经典计算机无法比拟的高并行性。因此,量子信息技术可以突破经典信息技术的物理极限。在量子信息技术中,量子比特可以处于量子纠缠状态。量子纠缠指的是两个或多个粒子之间存在的一种非经典关联,同时也是量子信息处理和量子计算的核心资源。然而,量子纠缠是很脆弱的,它总是不可避免地被环境破坏并发生退化,这极大地阻碍了量子信息技术的发展与应用<sup>[1]</sup>。相比于其他物理系统,光子和环境的相互作用要弱得多,能够保持良好的量子相干性,因此光子是量子信息的理想载体。量子信息领域中的许多重要的技术方案都是在量子光学系统中首次实现,其中包括量子隐形传态<sup>[2]</sup>、量子纠缠交换<sup>[3]</sup>等。

作为光量子信息研究领域的核心问题之一,单光子和多光子量子态的制备与操控是目前该领域的前沿研究方向。单光子和多光子量子态的制备都依赖于单光子源。单光子源有三个核心性能指标:单光子性、全同性和提取效率。单光子性指的是单光子源在一定时间间隔内发射一个且仅有一个光子,光子之间呈现出反聚束效应<sup>[4-6]</sup>。全同性指的是每个单光子的量子态是完全相同的,光子之间是不可区分的。1987年,Hong等<sup>[7]</sup>提出 Hong-Ou-Mandel(HOM)干涉,当两个全同光子同时到达分束器时,两个光子将对并随机地从分束器的其中一个输出端口离开,这就是光子的不可区分性引起的聚束效应。另外,许多量子通信和量子计算方案都对单光子源的提取效率提出了很高的要求。目前单光子源主要分为3类。一是激光衰减单光子源,该方法的关键在于衰减激光脉冲直至单个脉冲中的平均光子数小于0.1,优点是实验上容易实现和操作,但存在损耗大、单光子数少、速率低等问题。二是孤立量子系统单光子源,其优点是能够产生确定性的单光子。迄今为止,人们在许多孤立量子系统

中实现了单光子源,其中包括单原子<sup>[8]</sup>、单分子<sup>[9]</sup>、二维材料的缺陷态<sup>[10]</sup>、金刚石色心<sup>[11]</sup>、量子点<sup>[12-13]</sup>等。但这种单光子源往往本身发射速率较低、发射方向性较差,需要利用适当的纳米结构环境来提高单光子发射器的性能,比如通过与纳米腔或纳米天线的耦合来提高单光子发射速率<sup>[14-15]</sup>。在单光子应用方面,各国的科学家都在致力于实现多个单光子的玻色采样<sup>[16-20]</sup>,但目前利用量子点产生的最大光子数限制在20以内<sup>[20]</sup>。三是参量下转换单光子源,自发参量下转换(SPDC)产生高度关联的光子对,优点是在不破坏单光子的前提下通过探测其孪生光子来确认单光子的存在,此外 SPDC 也是目前产生纠缠光子对最为成熟可靠的技术<sup>[21]</sup>。对这种单光子源而言,纠缠保真度也是重要的性能指标之一。

发展实用化的光量子信息技术必然依赖于对多光子纠缠态的制备与相干操控。1998年,Pan等<sup>[22]</sup>基于 SPDC 纠缠光源,首次实现了不同纠缠光子对间的纠缠交换,打开了多光子纠缠态制备的大门。2018年,Zhong等<sup>[23]</sup>使用6个 SPDC 纠缠光源制备出十二光子纠缠态,但这样的多光子源需要多个非线性晶体和长时间稳定的复杂光学装置。量子纠缠光源的实用化要求更多的纠缠维数和光子数,同时还要求可控和稳定。另一方面,量子信息技术的发展对量子器件小型化和集成化的要求也越来越高,集成量子技术<sup>[24]</sup>在量子通信、量子模拟和量子计量等各种场景都具有广泛的应用前景。

近年来快速发展的超表面有望成为新一代的光量子信息技术集成平台。超表面是一种平面光学人工微结构阵列,可以实现对光场振幅、相位、偏振和频率等多个维度的有效控制<sup>[25-35]</sup>。与功能单一、体积大且笨重的传统光学元件相比,超表面是实现光学器件小型化、集成化和多功能化的理想平台。将集成了多种光学功能的超表面作为高效、紧凑的量子信息器件,有望为光量子信息技术的实际应用带来新的概念。近期研究表明,高效率超表面在量子集成器件设计和量子态制备与操控方面具有重要的应用价值。一方面,超表面与量子发射器的集成可以有效提高单光子发射器性能,如二维材料孤立缺陷与等离激元超表面的耦合能显著增加单光子发射

速率<sup>[36]</sup>, 等离子激元调控超表面和金刚石色心的混合系统能产生高方向性的自旋单光子<sup>[37]</sup>, 双焦超透镜与量子点的集成可以产生自旋分离的单光子<sup>[38]</sup>。另一方面, 全介质超表面的出现使得基于超表面的多光子纠缠态制备与操控成为可能。近几年来, 人们利用超透镜阵列与非线性晶体的集成实现了高维和多光子纠缠光源<sup>[39]</sup>, 证明了全介质非线性超表面直接制备与操控多光子纠缠态的可能性<sup>[40]</sup>, 另外利用全介质超表面, 还实现了自旋轨道角动量纠缠<sup>[41]</sup>、量子态层析<sup>[42]</sup>及可用于量子传感的超表面干涉仪<sup>[43]</sup>。

高效率超表面强大的光场调控能力为量子光学器件集成、量子态制备与操控的实现提供了新的可能。本综述将对近年来可见光和近红外波段高效率超表面的设计原理及其应用方向进行总结, 并在此基础上对目前超表面在提高单光子发射器性能方面和在多光子纠缠态制备与操控方面的重要工作进行探讨。本综述主要分为三个部分, 第一部分介绍高效率超表面的设计原理及其广泛应用; 第二部分归纳和探讨超表面在提高孤立量子系统单光子源性能方面的研究进展; 第三部分归纳和探讨全介质超表面在多光子纠缠态制备与操控方面的研究进展。

## 2 高效超表面的设计原理及其应用

超表面的工作效率直接决定了其是否能够被应用于集成量子光学器件的设计和量子态的制备与操控中, 因此如何获得具有高工作效率的超表面是量子超表面研究领域需要解决的首要问题。目前, 用于光量子信息技术的单光子源通常在可见光或近红外波段工作, 因而如何在可见光和近红外波段实现超表面工作效率的最大化成为了量子超表面研究的基础。为了使超表面的工作效率最大化, 超表面要么只在反射模式下工作, 要么只在透射模式下工作。目前在超表面的量子应用中, 反射式的超表面主要用于提高单光子发射器的性能<sup>[36-38]</sup>, 而透射式的全介质超表面则用于多光子纠缠态的制备与操控<sup>[39-43]</sup>。

超表面对光场波前进行调控的基本物理原理是在其面上引入连续的相位梯度。超表面对光线方向的改变遵循费马原理, 满足广义反射和折射定律, 图 1(a)是广义反射和折射定律的示意图<sup>[44]</sup>, 对应的表达式<sup>[45]</sup>为

$$n_i \sin \theta_i - n_t \sin \theta_t = \frac{1}{k_0} \frac{d\Phi}{dx}, \quad (1)$$

$$\cos \theta_t \sin \varphi_t = \frac{1}{n_t k_0} \frac{d\Phi}{dy}, \quad (2)$$

$$\sin \theta_r - \sin \theta_i = \frac{1}{n_i k_0} \frac{d\Phi}{dx}, \quad (3)$$

$$\cos \theta_r \sin \varphi_r = \frac{1}{n_i k_0} \frac{d\Phi}{dy}, \quad (4)$$

式中:  $n_i$  和  $n_t$  分别是入射光和透射光所经介质的折射率;  $k_0$  是真空中波矢大小;  $\theta_i$  是入射光波矢与  $z$  轴的夹角;  $\theta_t$  ( $\theta_r$ ) 是透射光(反射光)波矢与  $y-z$  面的投影夹角;  $\varphi_t$  ( $\varphi_r$ ) 是透射光(反射光)波矢在  $y-z$  面的投影与  $z$  轴的夹角;  $\Phi$  是介质界面处引入的突变相位。人们利用超表面实现了图 1(b)、(c)所示的异常折射现象<sup>[46-47]</sup>, 超表面的一个结构单元相当于一个惠更斯次波源, 通过对每个次波源出射光波相位进行独立调控可以构造任意波前。超表面实现对光波相位调控的物理机制可以分成三种类型: 共振相位、传输相位和几何相位。共振相位和传输相位由纳米结构的尺寸控制, 而几何相位由纳米结构的旋转角度控制。

早期超表面设计中多采用具有不同形状和取向的各种金属纳米结构作为结构单元<sup>[48-55]</sup>。在可见光和近红外波段, 由金属微结构构成的超表面通常很难在透射模式下实现对光波波前的高效率调控。一方面是由于其自身的厚度远小于工作波长而无法实现与入射光波的有效相互作用, 而另一方面则是由于其自身具有显著的欧姆损耗, 因此研究者在利用等离子激元超表面实现高效波前调控时通常采用反射式设计。2012年, Sun 等<sup>[56]</sup>在实验上利用图 2(a)所示的等离子激元超表面实现了近红外宽带(750~900 nm)高效率的光波异常反射, 效率最高达到 80%。如图 2(a)插图所示, 这种超表面的结构单元是一种金属-绝缘体-金属(MIM)结构。MIM 超表面的工作原理通常可以解释为, 两层金属之间的强近场耦合在金属中诱发相反的电流, 从而在结构内部产生磁共振, 这种模式通常称为间隙表面等离子体(GSP)模式。2015年, Zheng 等<sup>[57]</sup>在实验上利用 MIM 超表面实现了宽带(630~1050 nm)高效的全息, 效率最高达到 80%。2016年, Yue 等<sup>[58]</sup>在实验上利用图 2(c)所示的 MIM 超表面实现了可见光波段高效的矢量涡旋光束生成, 效率最高可达 80%。MIM 结构设计是目前反射式等离子激元超表面的主流设计方式。采用该种设计方式的等离子激元超表面可以很容易地在反射模式下实现对光波波前的高效率调控。相对而言, 在透射模式下利用等离子激元超

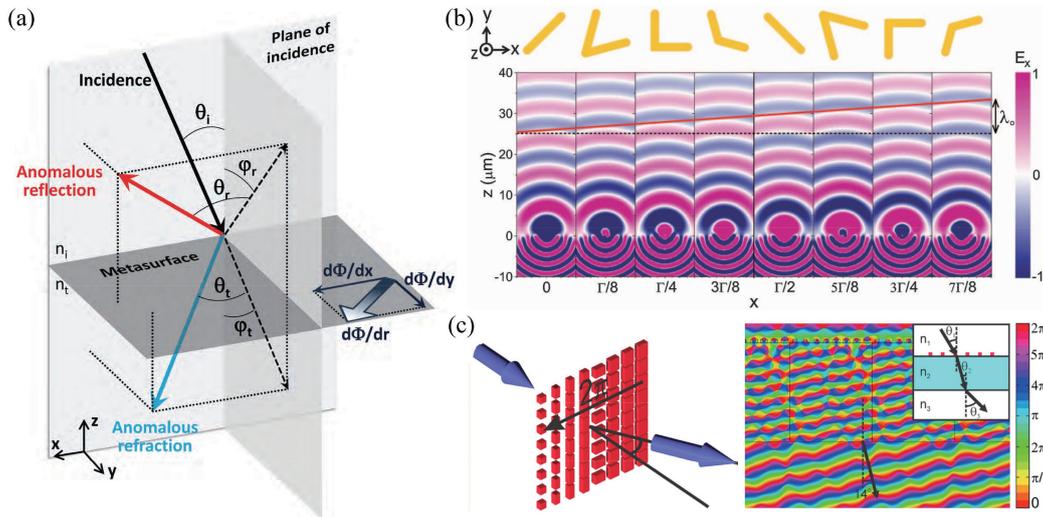


图 1 广义反射和折射定律。(a)广义反射和折射定律示意图<sup>[44-45]</sup>；(b)等离激元超表面中光波的异常折射<sup>[46]</sup>；(c)全介质超表面中光波的异常折射<sup>[47]</sup>

Fig. 1 Generalized laws of reflection and refraction. (a) Schematic of generalized laws of reflection and refraction<sup>[44-45]</sup> ; (b) anomalous refraction of wave in the plasmonic metasurface<sup>[46]</sup> ; (c) anomalous refraction of wave in the all-dielectric metasurface<sup>[47]</sup>

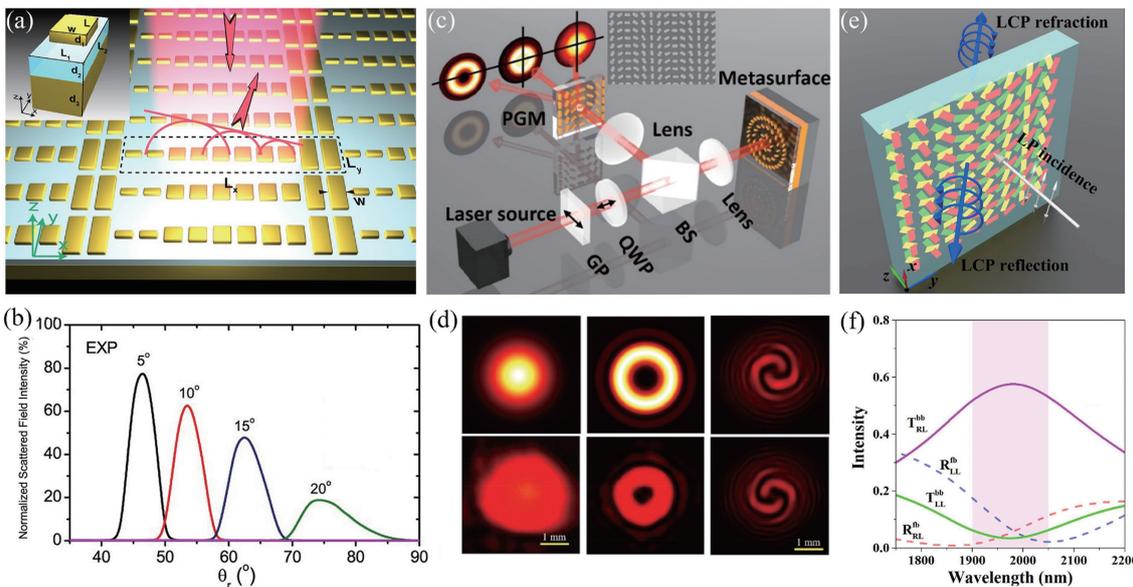


图 2 等离激元超表面波前调控。(a)(b) MIM 超表面实现异常反射<sup>[56]</sup>；(c)(d) MIM 超表面生成矢量涡旋光束<sup>[58]</sup>；(e)(f)少层超表面同时实现异常折射和反射<sup>[59]</sup>

Fig. 2 Wavefront control of plasmonic metasurfaces. (a)(b) Anomalous reflection realized by the MIM metasurface<sup>[56]</sup> ; (c)(d) vector vortex beam generated by the MIM metasurface<sup>[58]</sup> ; (e)(f) simultaneous generation of anomalous refraction and reflection of the few-layer metasurface<sup>[59]</sup>

表面实现对光波波前的高效率调控更加困难。在透射模式下有效地增强光波与超表面的相互作用强度是提高超表面效率的一种可行方法。近来,少层超表面的提出,解决了金属微结构与光场相互作用强度有限的问题,为在透射模式下实现高效率的等离激元超表面提供了一种新的思路。相比于超表面,

少层超表面在有效增强了光波与金属微结构相互作用的基础上并没有显著增加损耗,因此在光场波前调控方面具有更高的效率。另外,作为一种非平面结构,少层超表面的结构单元的对称性可以被任意设计,因此其还可以在透射和反射模式下对不同偏振态光波同时进行高效率调控<sup>[59-61]</sup>。例如, Li 等<sup>[59]</sup>

利用图 2(e) 所示的三层梯度渐变等离激元超表面, 在近红外波段实现了自旋态相反的异常反射和异常折射光束的同时产生, 其工作效率接近于 60%, 如图 2(f) 所示。

然而, 等离激元超表面在光频段不可避免地有欧姆损耗, 因而其波前调控效率无法得到进一步提高。全介质超表面的提出为进一步提高超表面对光波波前的调控效率提供了新的方法。全介质超表面由高折射率的电介质微纳结构组成, 微纳结构的大小与光的波长相当, 支持 Mie 共振, 如图 3(a) 所示, 电介质微纳结构能同时支持电共振和磁共振两种模式<sup>[62]</sup>, 其中磁性是由位移电流的旋度产生的。利用电介质纳米结构, 能实现高效率且相位覆盖  $0 \sim 2\pi$  的惠更斯超表面。惠更斯超表面的每个结构单元可以看成是一个单向散射体, 如图 3(b) 所示, 电偶极子模和磁偶极子模之间的干涉会导致单向散射, 其特征是前向散射增强, 后向散射抑制<sup>[63]</sup>。同时对传输相位和几何相位进行控制的超表面可以用以实现任

意复杂的相位和偏振调控<sup>[64]</sup>。目前, 人们已经利用全介质超表面实现了许多光学功能, 包括光束偏转<sup>[47]</sup>、超透镜<sup>[65-68]</sup>、计算全息成像<sup>[64,69]</sup>、高品质结构色<sup>[70-71]</sup>、法诺共振<sup>[72]</sup>等。图 3(c)~(f) 是全介质的超透镜<sup>[67-68]</sup>和全息超表面<sup>[64,69]</sup>的典型示例。近期研究表明, 全介质超表面还可以用来实现广角傅里叶透镜<sup>[73]</sup>、自旋选择任意能量分配的光波多路复用<sup>[74]</sup>、突破衍射极限的光聚焦<sup>[75]</sup>等, 如图 3(g)~(i) 所示。目前实验上已经证明全介质超表面波前调控的效率可高达 99%<sup>[64]</sup>。另外, 利用全介质超表面, 还能实现非线性波前调控。等离子激元纳米天线被认为是非线性相互作用的良好平台。然而, 较小的模式体积、较大的损耗、较高的等离激元材料的中心对称性导致了相对较低的二阶非线性转换效率。而电介质纳米天线作为一种可替代的纳米非线性平台, 最近已经证明其二次谐波的产生效率高达  $10^{-4}$ <sup>[76]</sup>, 比等离激元纳米天线高 6 个数量级。图 3(j) 中全介质超表面实现了非线性波前调控, 将其产

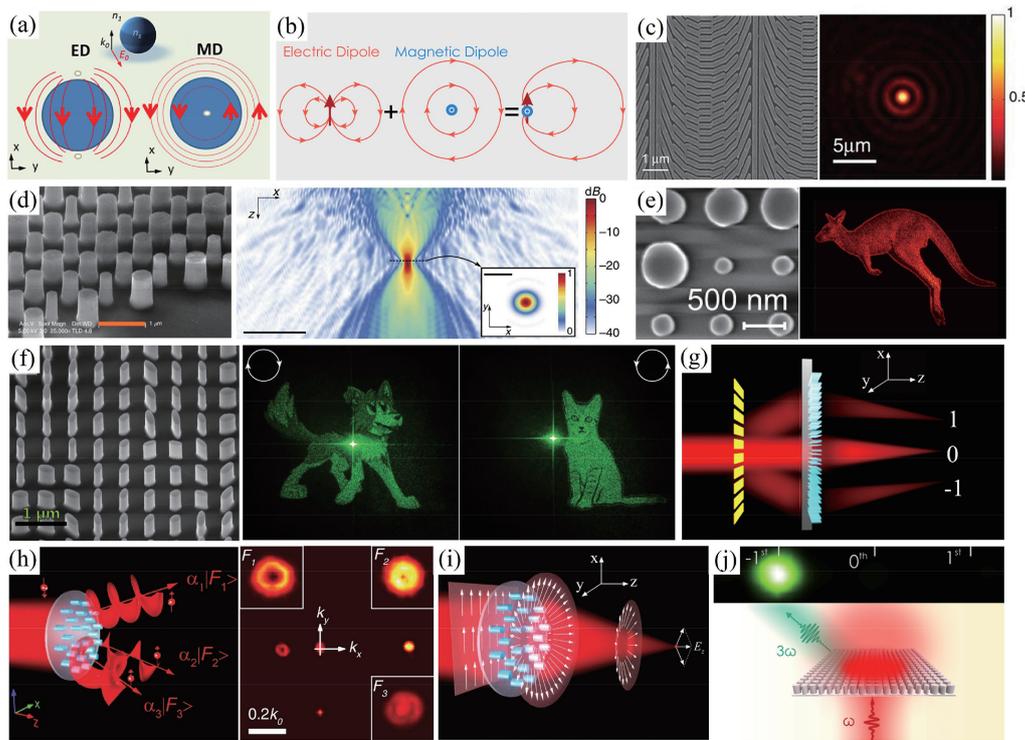


图 3 全介质超表面波前调控。(a)电介质纳米粒子的电磁偶极响应<sup>[62]</sup>; (b)单向散射示意图<sup>[63]</sup>; (c)(d)超透镜<sup>[67-68]</sup>; (e)(f)全息<sup>[64,69]</sup>; (g)广角傅里叶透镜<sup>[73]</sup>; (h)自旋选择任意能量分配的光波多路复用<sup>[74]</sup>; (i)突破衍射极限的光聚焦<sup>[75]</sup>; (j)非线性波前调控<sup>[77]</sup>

Fig. 3 Wavefront control at all-dielectric metasurfaces. (a) Electric and magnetic dipole responses in dielectric nanoparticles<sup>[62]</sup>; (b) schematic of the unidirectional scattering<sup>[63]</sup>; (c)(d) metalens<sup>[67-68]</sup>; (e)(f) hologram<sup>[64,69]</sup>; (g) wide-angle Fourier lens<sup>[73]</sup>; (h) optical wavelength multiplexing with spin selective arbitrary energy distribution<sup>[74]</sup>; (i) focusing beyond the diffraction limit<sup>[75]</sup>; (j) nonlinear wavefront control<sup>[77]</sup>

生的三次谐波偏转  $5.6^\circ$ , 偏转效率达到  $92\%$ <sup>[77]</sup>。

综上所述, MIM 结构的金属超表面和全介质超表面可以分别在反射和透射模式下实现对光场的高效率操控, 从而使超表面在光量子信息技术领域的应用成为可能。

### 3 基于超表面的单光子发射器

单光子和多光子量子态的制备都依赖于单光子源。理想的单光子源必须是按需发射的并且同时满足高提取效率、高单光子性和高光光子全同性三大核心指标。按需发射指的是按照使用者的需求在任意时刻发射单个光子, 单光子发射是确定性的。激光衰减单光子源是目前科研和工程应用中最常用的单光子源, 其实现方法是衰减激光脉冲直至单个脉冲中的平均光子数小于 0.1, 单光子发射是概率性的, 所以不满足理想单光子源的按需发射的要求。随着量子通信和线性光量子计算的深入研究, 激光衰减单光子源越来越难以满足实验要求, 人们对按需单光子源和纠缠单光子源的需求越来越迫切。目前

表 1 孤立量子系统单光子源分类比较<sup>[79]</sup>

Table 1 Comparison of single-photon sources based on isolated quantum systems<sup>[79]</sup>

Source type	Temperature /K	Wavelength range	Output spatial mode	$g^2(0)$
Single molecule	300	500–750 nm	Multi	0.09
Color center (NV)	300	640–800 nm	Multi	0.07
QD (CdSe/ZnS)	200	500–900 nm	Multi	0.003
QD (InAs) in cavity	5	920–950 nm	Single	0.02
Single ion in cavity	$\approx 0$	Atomic line	Single	0.015
Single atom in cavity	$\approx 0$	Atomic line	Single	0.06

孤立量子系统单光子源往往本身发射速率较低、发射方向性较差、收集效率较低, 需要通过改变其周围环境来提高单光子发射器性能, 比如通过量子点与纳米天线或微腔的耦合<sup>[15]</sup>、金刚石色心与纳米颗粒的耦合来提高单光子源的发射速率和收集效率<sup>[78]</sup>。近期研究表明, 量子发射器与超表面的集成在提高光子收集效率和增强发射方向性方面有很大优势, 而且还能灵活控制单光子的偏振态。

近年来, 基于二维六方氮化硼(2D-hBN)的孤立缺陷实现的新型室温单光子发射器具有高稳定性和高亮度的特点, 是最有希望走向实用化的二维单光子源。2017 年, Tran 等<sup>[36]</sup>在制备实验中成功将 2D-hBN 耦合到高质量、低损耗的等离子体纳米腔阵列上, 并在实验上证明了超表面能够增加单光子发射速率。等离激元超表面(银纳米粒子阵列)在红光波段保持了较窄的晶格等离子体共振, 并且产生较大的近场增强。图 4(b)是 hBN 片中的量子发射

SPDC 纠缠光子源是最成熟可靠的技术, 但它产生单光子的过程仍然是概率性的。大多数按需单光子源是孤立量子系统, 如单原子、单分子、量子点、二维材料的缺陷态、金刚石色心等, 但它们产生单光子的过程和原理基本相同; 当需要单光子时, 通过外部控制, 系统进入激发态, 接着系统会跃迁到低能级状态并释放一个光子。由表 1 可知, 作为单光子发射器, 单原子和单离子对工作温度的要求十分苛刻, 量子点次之, 而单分子和色心则能够在室温下工作。单原子单光子源的优点是发射单光子具有完全不可区分性和极窄的谱线宽度, 但缺点是温度要求严格, 实现过程非常困难, 而且很难得到波长在通信波段内的光子。单分子单光子源的优点是发射光子的波长范围非常广, 但缺点是分子材料的稳定性很不好, 存在光褪色问题。量子点单光子源的优点是具有较高的振子强度、较窄的谱线宽度, 不会发生光褪色, 但光谱单色性控制、间歇发光等问题仍待解决。金刚石色心单光子源的优点是耐光性好、工作在室温下、实验操作简单方便, 但仍然存在发射速率偏低等问题。

器与银纳米粒子阵列耦合前后的光致发光光谱, 可以看到发光峰位于波长 680 nm 左右, 耦合后的发光峰更高, 说明超表面增加了光子的发射速率。图 4(c)是发射光子的二阶自关联函数  $g^2(\tau)$ , 当延迟时间为 0 时,  $g^2(0)$  远低于 0.5, 意味着单光子发射。在与超表面耦合前后  $g^2(0)$  分别为 0.06 和 0.29, 证明量子发射器在与超表面耦合前后均是一个单光子源。hBN 片中量子发射器与等离激元超表面集成的优点是增加了单光子发射速率, 增强因子约为 2, 而且不需要对发射器位置进行精确控制。

除了增加单光子发射速率外, 超表面还能调控发射光子的方向性和偏振态。自旋角动量编码的单光子是手性量子光学<sup>[80]</sup>研究的一个前沿方向, 可用于实现自旋光子接口、自旋光子开关等全新功能<sup>[81]</sup>。然而, 自旋单光子的直接产生是一个相当复杂和具有挑战性的问题, 通常在低温强磁场中由量子发射器产生<sup>[82-83]</sup>。2020 年, Kan 等<sup>[37]</sup>实现了一

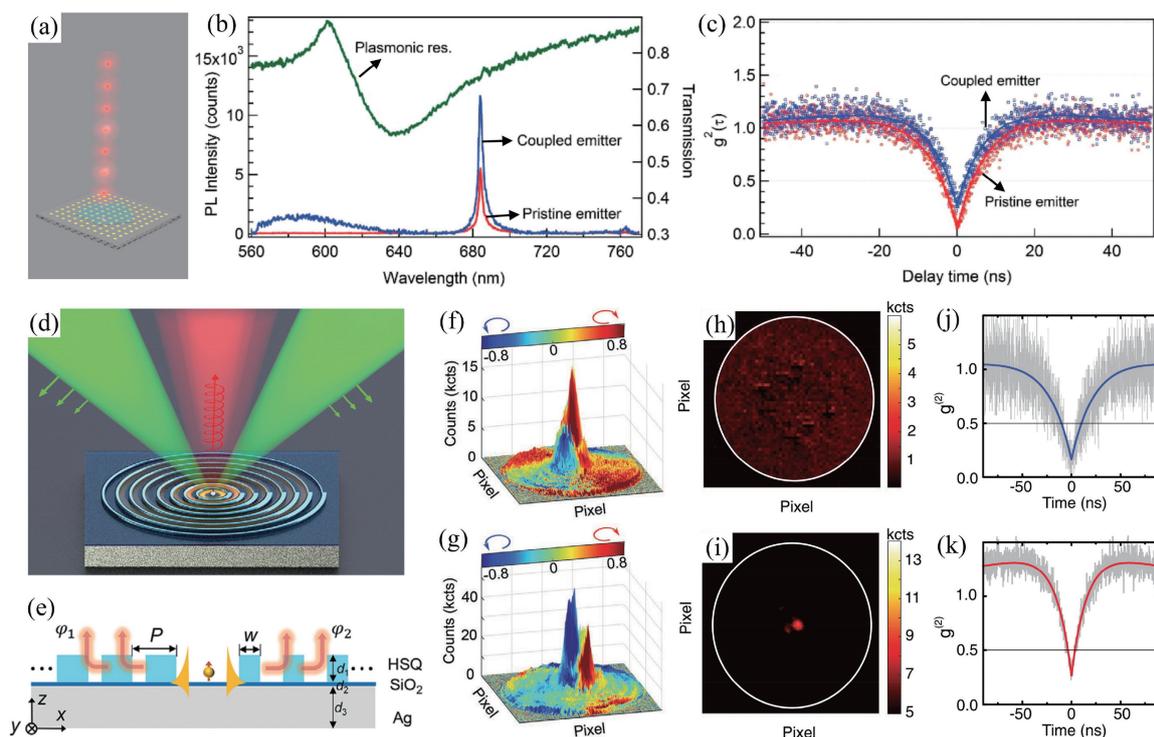


图 4 量子发射器与超表面集成。(a)超表面增强 hBN 片中单光子发射示意图<sup>[36]</sup>；(b)量子发射器与超表面耦合前后的光致发光(PL)光谱；(c)从原始系统和耦合系统中得到的二阶自关联函数测量结果；(d)(e)超表面与金刚石 NV 色心混合系统产生自旋单光子原理图<sup>[37]</sup>；(f)(g)右旋圆偏振和左旋圆偏振光子的远场强度和偏振分布；(h)(i)超表面制备前后的远场发射强度分布测量结果；(j)(k)超表面制备前后的二阶自关联函数测量结果

Fig. 4 Quantum emitters integrated with metasurfaces. (a) Schematic of metasurface-enhanced single-photon emission in hBN flake<sup>[36]</sup>；(b) photoluminescence (PL) spectra before and after the coupling between quantum emitter and supersurface；(c) second-order autocorrelation functions measured from the pristine and coupled systems；(d) (e) schematic of spinning single photons generated by a hybrid system of metasurface and NV center in diamond<sup>[37]</sup>；(f) (g) far-field intensity and polarization distributions of right-hand and left-hand circularly polarized photons；(h) (i) measured far-field emission intensity distributions before and after the metasurface fabrication；(j) (k) second-order autocorrelation functions measured before and after the metasurface fabrication

种室温下产生自旋单光子的新方法,该方法要求量子发射器非辐射地耦合到表面等离激元(SPP),然后 SPP 与光学超表面相互作用后辐射到自由空间,从而产生特定自旋的准直单光子流。他们设计了一种调控 SPP 的超表面和纳米金刚石 NV(氮空位)色心的混合系统,如图 4(d)所示,纳米金刚石色心位于超表面的正中央,该超表面由二氧化硅垫片和银衬底上宽度随方位变化的氢倍半硅氧烷(HSQ)圆形纳米脊构成。如图 4(e)所示,在波长为 532 nm 的泵浦光激发下,NV 中心有效地、非辐射地耦合到由空气-二氧化硅-银界面支持的圆柱形发散的表面等离激元模式,然后被圆形纳米脊散射,从而转换成单向圆偏振单光子输出。通过间距  $P$  与表面等离激元波长(由真空波长 665 nm 计算得到)的匹配可以保证发射光子的高方向性。超表面通过圆形纳米

脊宽度随方位角的变化来调控局部散射场的相位,从而控制发射光子的偏振态。由图 4(f)、(g)可知,量子发射器在不同手性的超表面作用下产生不同手性的自旋单光子。图 4(h)、(i)显示在超表面制备前测量到的远场荧光强度是均匀分布的,发射光是发散的,而在超表面制备后的远场荧光强度集中在中心,发射光是高度准直的。图 4(j)、(k)是发射光子的二阶自关联函数测量结果,二阶关联最小值  $g^2(0)$  在超表面制备前后分别为 0.17 和 0.27,证明 NV 中心在超表面制备前后均是一个单光子源。总的来说,量子发射器与 SPP 耦合超表面集成的优点是不仅增加了单光子发射速率(增强因子约为 2),而且发射单光子具有明确的自旋(手性 0.8 以上)和高方向性(收集效率高达 92%)。

半导体量子点被认为是一种优秀的单光子源,

并已被成功证明是一种潜在的可扩展的芯片集成技术,可产生触发性的、高性能的单光子流<sup>[84]</sup>。然而,这些光子流的随机性严重阻碍了量子点在单光子发射中的实际应用。2020 年,Bao 等<sup>[38]</sup>通过将量子点及其镜像精确地集成到自旋分离双焦超透镜(SSBM)的两个焦点上,实现了单光子自旋态的按需产生和分离。如图 5(a)所示,量子点嵌在均匀介电层 SiO<sub>2</sub> 中,而该层夹在金镜和硅超表面之间。底部金镜的作用是将量子点发射的向下传播部分的光子反射到超表面,从而提高光子的收集效率。虽然量子点发射光子是随机偏振的,但它总是可以分解为左圆偏振和右圆偏振(LCP 和 RCP)分量。SSBM 的作用是将量子点及其镜像发射的两路光(标记为 1 和 2)转换成两束传播方向不同且手性相反的圆偏振光。为了展示 SSBM 的功能,他们给出两种器件的远场散射模式的仿真结果,两种圆偏振光(LCP 和 RCP)的传播方向为  $\theta_1 = \theta_2 = 0^\circ$  (器件 1) 与  $\theta_1 = -\theta_2 = 20^\circ$  (器件 2)。对于器件 1,如图 5(b)所示,总

散射远场沿表面法线方向传播,散射场 LCP 和 RCP 分量在空间上重合,且强度几乎相同,其中最大发射角约为  $5.8^\circ$ 。对于器件 2,如图 5(c)所示,LCP 和 RCP 散射光可以在空间上分离,并分别沿方位角为  $0^\circ$  和  $180^\circ$ ,径向角均为  $20^\circ$  的方向传播,其中最大发射角约为  $6.7^\circ$ 。在实验中,他们建立了一个光学测量系统来测量器件的远场散射图,测量得到器件 1 散射光的发射角约为  $5.47^\circ$ ,收集效率约为 25% (仿真值为 32%),器件 2 两束散射光的发射角分别为  $4.83^\circ$  和  $3.17^\circ$ 。发散角测量值比仿真值小,是因为实验中使用的 SSBM 直径比仿真的大得多,从而增强了方向性。进一步的单光子二阶自关联函数测量实验表明,二阶关联最小值  $g^2(0)$  为 0.2 左右,证明了量子点单光子发射的纯度。综上所述,量子发射器与双焦超透镜集成的优点是增强了发射单光子的方向性和增加了收集效率,能够任意控制光子的传播方向及分离不同自旋的单光子。

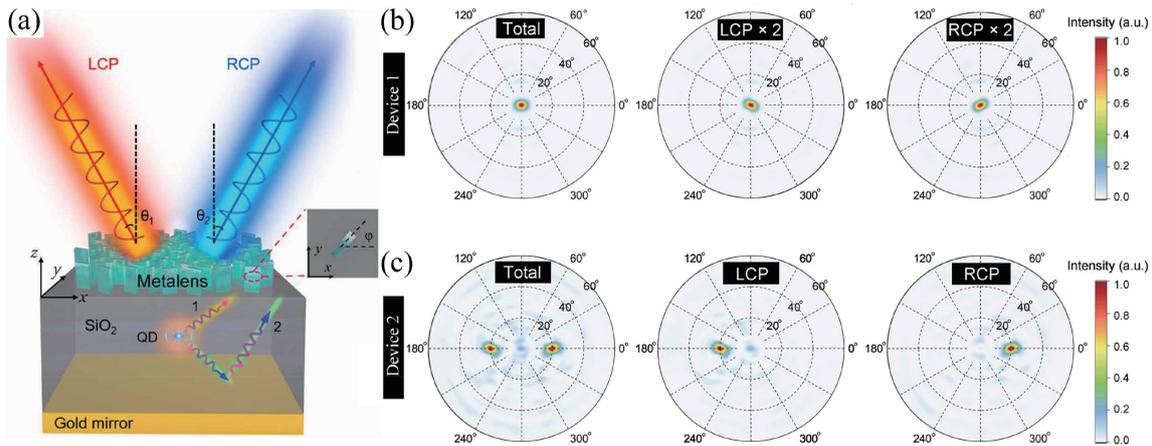


图 5 量子发射器与双焦超透镜集成<sup>[38]</sup>。(a)基于超表面的按需自旋控制的单光子发射原理图;  
(b)(c)器件 1 和器件 2 的远场散射模式仿真结果

Fig. 5 Quantum emitters integrated with SSBM<sup>[38]</sup>. (a) Schematic of metasurface-enabled on-demand spin-state control of single-photon emission; (b)(c) simulated results of far-field scattering patterns of device 1 and device 2

事实上,不仅可以通过量子发射器与超表面的集成来提高单光子发射器性能,还可以利用偏振依赖的 MIM 超表面在宏观距离上改变量子发射器的自发辐射特性。在各向同性量子真空中,量子干涉的发生严格要求非正交的跃迁偶极矩,而这在原子系统中是很少遇见的<sup>[85]</sup>。然而,人们通过打破量子真空的各向同性就能实现正交跃迁的量子干涉<sup>[86]</sup>。已经有理论提出,可以把一个原子放在金属表面<sup>[87]</sup>几十纳米附近或嵌入在光子晶体<sup>[88]</sup>中,从而使原子置于一个各向异性的量子真空中,但这种方法存在精确控制原子位置等实验困难。2015 年,Jha 等<sup>[89]</sup>

在理论上证明了利用超表面能在宏观距离的量子发射器附近产生各向异性的量子真空,从而诱发原子的辐射衰减通道之间的量子干涉。如图 6(a)所示,量子发射器与超表面之间的距离远大于波长,而超表面在量子发射器附近产生一个强各向异性的量子真空,从而诱导三能级原子的两个辐射衰减通道之间发生量子干涉。超表面的偏振依赖响应是产生各向异性量子真空的关键,如图 6(d)、(e)所示, $x$  偏振光被超表面反射并聚焦回光源,而  $y$  偏振光则被散焦。图 6(f)显示了位于超表面焦点上的二能级量子发射器的辐射衰减率,衰减率是通过计算一个

偶极子在有无超表面时总发射功率的比值得到的。从图 6(f)中可以看出,  $x$  偶极子的衰减率是  $y$  偶极子的 0.6, 说明在  $x$ - $y$  平面上产生了一个各向异性量子真空。当多能级量子发射器处在各向异性量子真空时, 三能级原子的正交跃迁 ( $|a_{1,2}\rangle \rightarrow |b\rangle$ ) 是耦合的。如图 6(g) 所示, 当原子处在没有物理边界的

各向同性量子真空时, 激发态  $|a_1\rangle$  以指数方式衰减, 态  $|a_2\rangle$  的布居数始终为 0, 而当原子位于超表面焦点时, 激发态  $|a_1\rangle$  的衰减被抑制, 部分布居数转移到能级  $|a_2\rangle$ 。这种方法不仅填补了等离激元超表面和量子电动力学之间的空白, 还为单光子相关的量子技术研究开辟了新道路。

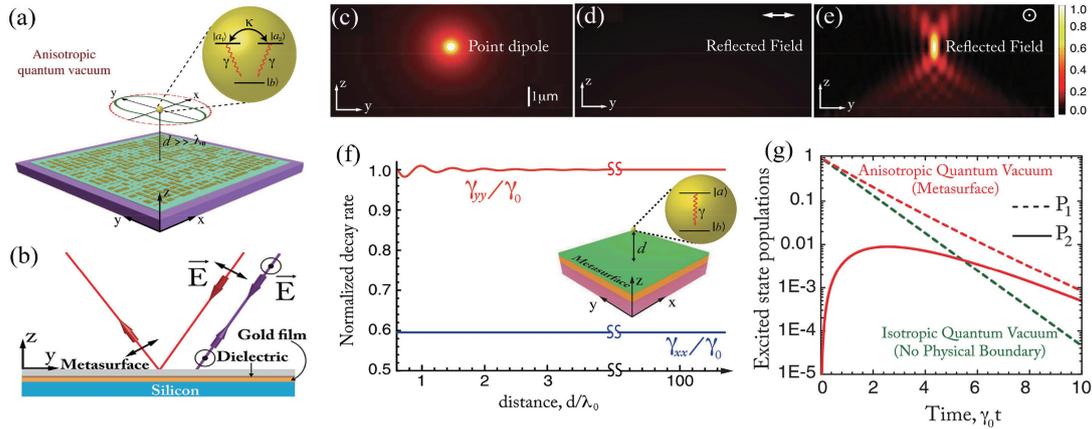


图 6 量子发射器衰减通道间的量子干涉<sup>[89]</sup>。(a)(b)超表面产生远程各向异性量子真空的原理;(c)偶极子源的模拟场强分布;(d)(e) $x$  偶极子和  $y$  偶极子的模拟反射场强度分布;(f)二能级原子的各向异性衰减率;(g)三能级原子的激发态布居数

Fig. 6 Quantum interference among the decay channels in a quantum emitter<sup>[89]</sup>. (a)(b) Principle of metasurface-enabled remote anisotropic quantum vacuum; (c) simulated field intensity distribution of a dipole source; (d)(e) simulated reflection field intensity distribution of the  $x$  dipole and  $y$  dipole respectively; (f) anisotropic decay rate of a two-level atom; (g) excited state populations of a three-level atom

总结了基于超表面的单光子发射器相关研究, 并重点关注超表面在提高单光子发射器性能方面的研究, 其中包括 hBN 片中量子发射器与等离激元超表面的集成、量子发射器与 SPP 调控超表面的集成、量子发射器与双焦超透镜的集成。这三种单光子发射器使用的超表面具有不同光学功能, 分别是近场增强、表面等离激元耦合和波前调控。第一种超表面能够增加单光子发射速率, 而且对量子发射器无精确定位要求。第二种超表面能增加单光子发射速率, 并产生准直的自旋单光子流, 其光子收集效率在三种超表面中是最高的, 高达 92%。第三种超表面不仅能增强发射单光子的方向性和增加收集效率, 还能任意控制光子的传播方向及分离不同自旋的单光子, 单光子调控的灵活性在三种超表面中是最高的, 但缺点是无法增加单光子发射速率, 而且对量子发射器有精确定位要求。

## 4 基于超表面的多光子纠缠态制备与操控

### 4.1 基于超表面的多光子纠缠态制备

传统的量子纠缠光源存在系统复杂、稳定性弱、

容量少等问题。与传统体材料或薄膜相比, 超表面可以根据特定任务定制光学特性, 其强大的多维光场调控能力<sup>[90-92]</sup>有望应用到空间、频率和偏振等纠缠态的操控, 而且量子纠缠光源的小型化能使功能量子器件的集成更加紧凑。2020 年, Li 等<sup>[39]</sup>在高维纠缠和多光子纠缠光源的研究中取得重大突破, 通过将超透镜阵列与非线性晶体集成, 实现了 100 路的自发参量下转换光子源, 并演示了二维、三维和四维的双光子路径纠缠, 保真度分别为 98.4%、96.6% 和 95.0%。此外, 他们还制备出了四光子和六光子路径纠缠态, 并证明不同超透镜产生的光子之间具有很高的不可区分性。相比于传统的多光子纠缠光源, 这种基于超透镜阵列的多光子源只需要一个非线性晶体, 而且装置的结构紧凑、稳定和可控。

如图 7(a) 所示, 这种 100 路的 SPDC 纠缠光源由超透镜阵列与 II 型硼酸钡 (BBO) 晶体组合实现。超透镜阵列包含 100 个相同的氮化镓 (GaN) 超透镜。当泵浦激光入射到超透镜阵列上时, 在 BBO 晶体内部形成了  $10 \times 10$  阵列的焦点。每个光点都

可以触发一个 SPDC 过程,并以概率的方式产生一对光子。如图 7(b)所示,用电子倍增 CCD (EMCCD) 观察到一个  $10 \times 10$  的 SPDC 光子对阵列,每个光子的强度几乎相等。当只有一对光子产生时,由于光子对来自哪个超透镜是不可区分的,因此双光子态可以写成  $\frac{1}{10}(|0,0\rangle + |1,1\rangle + |2,2\rangle + \dots + |99,99\rangle)$ ,其中数字代表路径,这是一个 100 维的路径纠缠态,其中二维、三维和四维纠缠已得到实验验证。该研究还进一步探索了基于超透镜阵列系

统的多光子源特性。每个超透镜可以同时产生一个光子对,从而获得多光子对源。实验研究了分别来自两个和三个相邻超透镜的四光子源和六光子源的性能,图 7(c)和(d)分别给出了四光子和六光子符合计数与泵浦功率的关系,可以看出测量数据与理想趋势吻合较好,说明该多光子源是可行的。如图 7(e)所示,进一步测量四光子的 HOM 干涉曲线。HOM 凹陷的可见度为 86.3%,如图 7(f)所示,因此不同超透镜产生的光子具有很高的纯度和不可区分性。

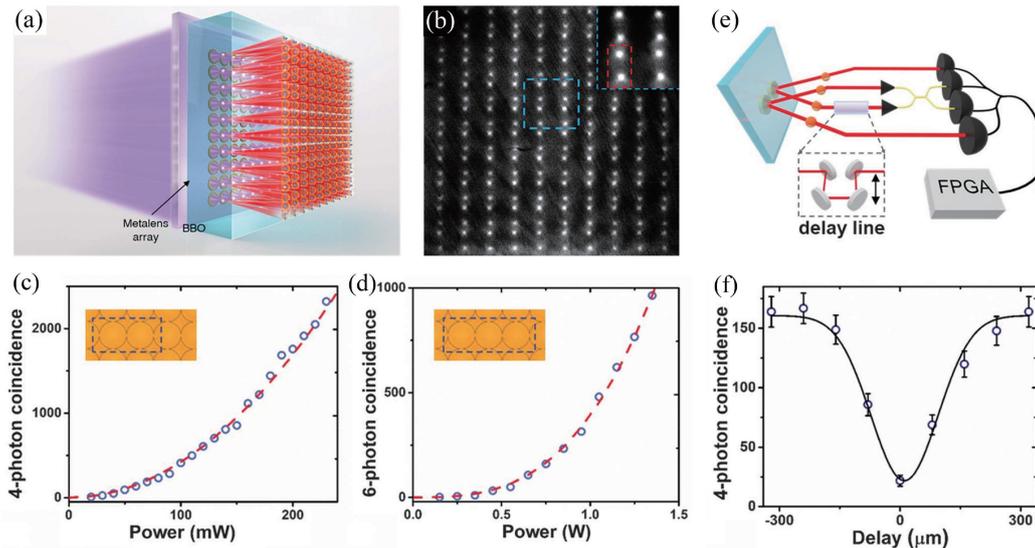


图 7 基于超透镜阵列的高维和多光子量子源<sup>[39]</sup>。(a)量子源原理图;(b)EMCCD记录的SPDC光子对阵列图像;(c)(d)四光子和六光子符合计数与泵浦功率的关系;(e)(f)四光子HOM干涉的示意图和测量结果

Fig. 7 Metasurface-array-based high-dimensional and multiphoton quantum source<sup>[39]</sup>. (a) Schematic of the quantum source; (b) image of SPDC photon-pair array recorded by EMCCD; (c) (d) four-photon and six-photon coincidence dependence to pump power; (e)(f) schematic and the measured result of the four-photon HOM interference

另外,Sukhorukov 教授团队的研究证明了利用非线性超表面直接实现多光子量子源的可能性<sup>[40,93]</sup>。该团队的最终目标是利用非线性超表面实现超薄的量子态合成器,即通过控制纳米共振器的大小、形状、方向和空间分布来调整光子态的所有特性。这样的量子纠缠光源在经过优化后可以适应多种应用场景,包括量子传感、量子成像和量子光谱学。2019年,该团队实验上通过 AlGaAs 纳米天线中的自发参量下转换过程实现了通讯波段纳米级的双光子量子态的产生,光子对的产生速率除以纳米天线存储的泵浦能量是  $1.4 \text{ GHz/Wm}^{[40]}$ ,比传统的光子对源高 1 个数量级,由此证明了利用 AlGaAs 非线性超表面实现量子纠缠光源的潜在可能性。如图 8(a)所示,AlGaAs 纳米天线在泵浦波长和双光子波长上均有 Mie 共振响应,线偏振的

SPDC 抽运光主要激发一个电偶极子,并耦合到正交的信号光频率和闲置光频率上的磁偶极子。因此,光子对的产生是两个亚波长磁偶极模式关联的结果。

由于自发过程中双光子产生速率往往较低,光子计数统计的采集时间较长,相关精度也不够,因此直接通过 SPDC 测量来寻找最优实验参数是不切实际的。为了解决这个问题,利用 SPDC 与它的反向过程和频产生(SFG)之间的量子经典对应关系<sup>[94]</sup>,对 SPDC 产生双光子速率进行经典估计。如图 8(b)所示,SPDC 过程的信号光、闲置光和泵浦光的传播方向反过来时就是 SFG 过程。实验发现,当信号光和闲置光以  $\pm 45^\circ$  入射并且均为 V 偏振时,可以得到最大 SFG 信号,因此在 SPDC 过程中应该选择对应角度和偏振以测量最大光子对产生速率。最

后,在最优实验参数下进行 SPDC 双光子符合测量实验,结果如图 8(c)所示,光子对的产生速率为

35 Hz。可以预见,利用 AlGaAs 纳米天线构成的超表面能够实现复杂空间纠缠态的制备。

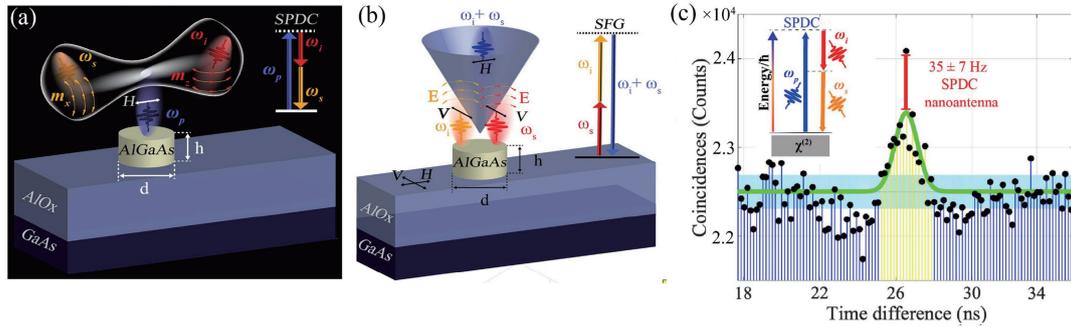


图 8 电介质纳米天线产生的自发光子对<sup>[40]</sup>。(a) AlGaAs 纳米天线通过 SPDC 过程产生光子对的示意图;(b) 纳米天线中偏振关联的 SFG 过程;(c) 光子对的符合测量

Fig. 8 Spontaneous photon-pair generation from a dielectric nanoantenna<sup>[40]</sup>. (a) Schematic of photon-pair generation from AlGaAs nanoantenna through the SPDC process; (b) SFG process of polarization correlations in the nanoantenna; (c) measured coincidences counts of photon-pair

除了 SPDC 机制以外,理论上也可以利用里德伯原子制备光子纠缠态。里德伯原子在量子信息处理中极为重要,比如利用电磁感应透明(EIT)技术,能在里德伯原子中实现单光子水平的光学操控。2020 年,Bekenstein 等<sup>[95]</sup>在理论上提出了一种控制透射光和反射光的具有时空和量子特性的量子超表面。量子超表面的像素单元是由一个辅助原子控制的里德伯原子阵列,它能在量子水平上操控光的宏观响应,实现薄原子阵列宏观响应与光子的纠缠。研究人员还证明了该系统允许原子和光子之间的并行量子操作及高度纠缠光子态的产生,如 Greenberger Horne Zeilinger(GHZ)态和多维光子簇态。这项工作的关键思想是将里德伯原子阵列制备成对光完全反射和完全透射的叠加态。为了实现原子阵列散射特性的量子控制,需要满足三个要求:第一,对里德伯原子阵列施加相干泵浦光,引起电磁感应透明效应,从而使原子阵列从一开始的对光完全反射变成完全透射;第二,在原子阵列中央附近放置一个辅助原子并利用里德伯相互作用控制双光子共振频率,从而实现阵列的反射和透射响应之间的切换;第三,制备辅助原子基态与里德伯态的叠加态,从而实现原子阵列对光完全反射和完全透射的叠加态。另一方面,这种量子超表面还能作为量子光源,原子阵列能有效地充当发射单光子的天线,这个发射过程可以由辅助原子控制,从而在依次产生的光子之间发生量子关联,该系统可用于产生大规模的原子光子纠缠。

总结了基于超表面的多光子纠缠态制备相关研

究,实验研究包括超透镜阵列与非线性晶体集成纠缠光源和非线性纳米天线纠缠光源,理论研究包括原子阵列纠缠光源。超透镜阵列与非线性晶体集成纠缠光源的优点是容量极大,非线性纳米天线纠缠光源是最紧凑、光场调控维度最多的多光子纠缠光源,但缺点是纠缠光子的产生速率仍然较低。相较于复杂的多光子纠缠光源传统器件,这两种纠缠光源具有集成化、稳定的优势。原子阵列纠缠光源的优点是能产生大规模的原子光子纠缠,但实验要求低温条件和原子囚禁,因此实现此方案相当困难。

#### 4.2 基于超表面的量子态操控与测量

光子量子态的相干操控是光量子计算的核心手段,研究如何利用超表面灵活操控光子量子态具有重要意义。最近实验上已经证明了全介质超表面应用于光子量子态操控与测量的可行性。2018 年,Stav 等<sup>[41]</sup>在实验上利用全介质超表面实现了双光子自旋和轨道角动量的纠缠。如图 9(a)所示,这是一种利用几何相位实现的波前调控的全介质超表面,它提供了一种光子自旋轨道相互作用机制。光子透过超表面后会发​​生自旋方向的反转并附加一定轨道角动量,如果改变入射光子的自旋方向,则附加的轨道角动量方向也相应发生改变,但大小相同。SPDC 产生的自旋纠缠光子对透过超表面后,两个光子分别附加了与对应自旋耦合的轨道角动量,导致一个光子的自旋和另外一个光子的轨道角动量也是纠缠的。实际上这种纠缠的本质是入射纠缠光子对的空间模式发生了变化,每个透射光子的自旋与其轨道角动量是相互确定的,所以量子比特并未增加。

量子态的测量在量子信息技术中极为重要。为了测量未知的量子态,需要在不同的测量基上使用许多量子态的全副本进行多次投影测量,然后根据这些统计测量结果重构出反映实际量子态的密度矩阵,这就是量子态层析的过程,或者称为量子态重构。传统方法测量偏振纠缠光子的量子态时需要利用四分之一波片、半波片和极化分束器的组合把量子态逐次投影到不同的偏振态上<sup>[96]</sup>,测量轨道角动

量纠缠光子的量子态时则是利用空间调制器把量子态逐次投影到不同的轨道角动量态上<sup>[97]</sup>。这些器件的一次测量只能得到量子态的一个投影,切换投影需要多次调节器件,因而存在耗时和不稳定的问题。2018 年,Wang 等<sup>[42]</sup>提出了一种基于超表面的量子态层析新方法,该方法实现了快速、稳定、集成化、扩展性好的多光子态测量,对自由空间量子成像和通信等应用有重要意义。

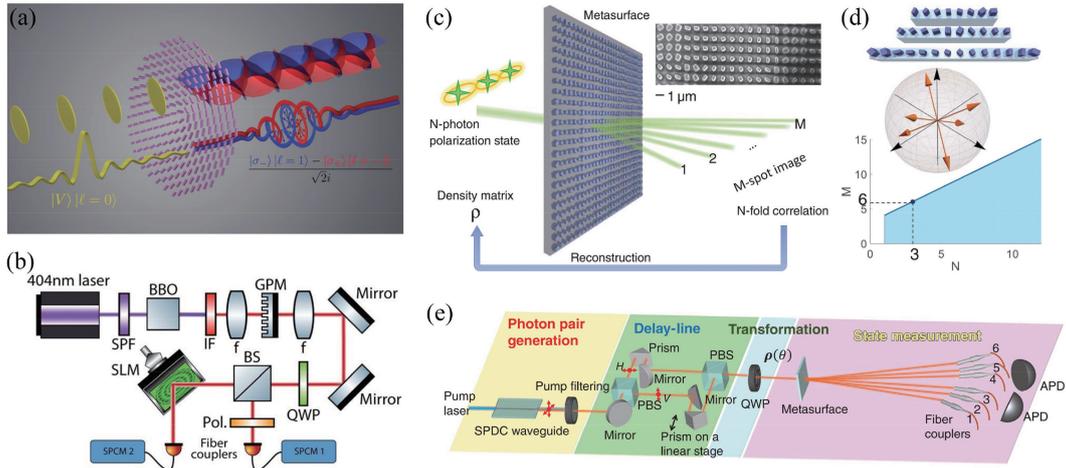


图 9 超表面偏振纠缠态操控与测量。(a)(b)利用全介质超表面实现光子的自旋和轨道角动量纠缠<sup>[41]</sup>;  
(c)~(e)利用全介质超表面重构多光子量子态<sup>[42]</sup>

Fig. 9 Polarization entanglement manipulation and measurement of metasurfaces. (a)(b) Entanglement of the spin and orbital angular momentum of photons using all-dielectric metasurface<sup>[41]</sup>; (c)–(e) reconstruction of multiphoton quantum states using all-dielectric metasurface<sup>[42]</sup>

超表面由图 9(d)上方所示的三个不同的超光栅交错构成,每个超光栅由不同尺寸和取向的纳米共振器组成<sup>[58]</sup>,利用传输相位和几何相位,将入射光分离成两个正交的椭圆偏振态,所以一共可以分离出 6 种椭圆偏振态。如图 9(c)所示,超表面的功能是将输入光束的各个椭圆偏振分量在空间上分离并行射到  $M$  个成像点,每个成像点都对应光子的一个可能输出端口,对应量子态的一个测量基,因此这种超表面能把多光子量子态投影到  $M$  个输出端口。在量子态层析实验中,对  $M$  个输出端口进行所有可能的  $N$  光子符合测量,然后根据这些信息重构出入射多光子的量子态。如图 9(d)下方所示,利用该装置进行多光子量子态层析时所需输出端口数  $M$  与光子数  $N$  满足线性关系<sup>[98]</sup>,因此该装置具有很好的可扩展性。如果将这种超表面与单光子敏感的 CCD 相机相结合,并通过处理量子态投影的多帧图像来确定空间相关性,就可以实现多光子量子态的快速直接测量。

全介质超表面除了可以操控光子的偏振纠缠态外,还可以实现偏转纠缠和路径纠缠的转化。2019 年,Georgi 等<sup>[43]</sup>用全介质超表面实现了双光子的路径纠缠态,还进一步提出了一种基于超表面的干涉仪,并在实验上证明了其非经典性和相位灵敏度,发现符合计数的条纹可见度达到 86.8% 左右,从而证明了基于超表面的量子传感器的可行性。该研究同样以 SPDC 纠缠光源为基础,SPDC 产生正交偏振纠缠光子对的量子态可表示为

$$|\Psi\rangle = a_{\text{H}}^{\dagger} a_{\text{V}}^{\dagger} |0\rangle = -\frac{i}{2} (a_{\text{L}}^{\dagger} a_{\text{L}}^{\dagger} - a_{\text{R}}^{\dagger} a_{\text{R}}^{\dagger}) |0\rangle, \quad (5)$$

它对应于一个双光子的 NOON 态,NOON 态是  $N$  个光子都占据同一模式的纠缠态,它在量子计量学<sup>[99]</sup>中十分常用。所以 NOON 态的数学形式可以写成所有光子聚束到两个通道之一的量子态,即

$$|\Psi_{\text{NOON}}\rangle = -\frac{1}{\sqrt{2}} (|N\rangle |0\rangle - |0\rangle |N\rangle). \quad (6)$$

超表面相当于一个具有圆偏振态的空间分离器,使自旋相反的圆偏振光分别偏转到两个不同的输出方向<sup>[100]</sup>。路径纠缠的过程如图 10(a)左图所示,入射光子的量子态是以自旋为基的双光子 NOON 态,所以两个光子透过超表面后总是选择同一个出射通道,从而产生路径纠缠。情况反过来,路径解纠缠的过程如图 10(a)右图所示,路径纠缠的双光子 NOON 态透过超表面后恢复到原来的正交偏振纠缠态,即光子对解开路径纠缠。图 10(b)所示的 HOM 干涉实验证明了双光子透过超表面后的聚束特性,实验结果如图 10(c)所示,在零时延处出现 HOM 凹陷,其可见度为 86.4% 左右,说明发生了光子聚束现象。根据这种聚束特性设计的超表面干涉仪如图 10(d)所示,双光子来回两次透过超表

面,并在两个圆偏振通道之间引入相位延迟,从而得到如下量子态:

$$\begin{aligned}
 |\Psi\rangle_\varphi = & -\frac{i}{2}[a_L^+a_L^+\exp(-i2\varphi) - a_R^+a_R^+]|0\rangle = \\
 & -\frac{i}{2}[\exp(-i2\varphi) + 1]a_H^+a_V^+|0\rangle - \\
 & \frac{i}{4}[\exp(-i2\varphi) - 1](a_H^+a_H^+ - a_V^+a_V^+)|0\rangle. \quad (7)
 \end{aligned}$$

在两个输入光子之间分别引入三种不同时延  $\tau$  情况下,通过改变两个圆偏振通道之间的相位延迟  $\varphi$ ,观察到图 10(e)所示的符合计数振荡行为,而且时延  $\tau$  越大,可见度越低。这种振荡行为可以用(7)式解释,当  $\varphi = n\pi$  时,(7)式只剩下第一项,即恢复为原来的双光子线偏振纠缠态,偏振正交的两个光

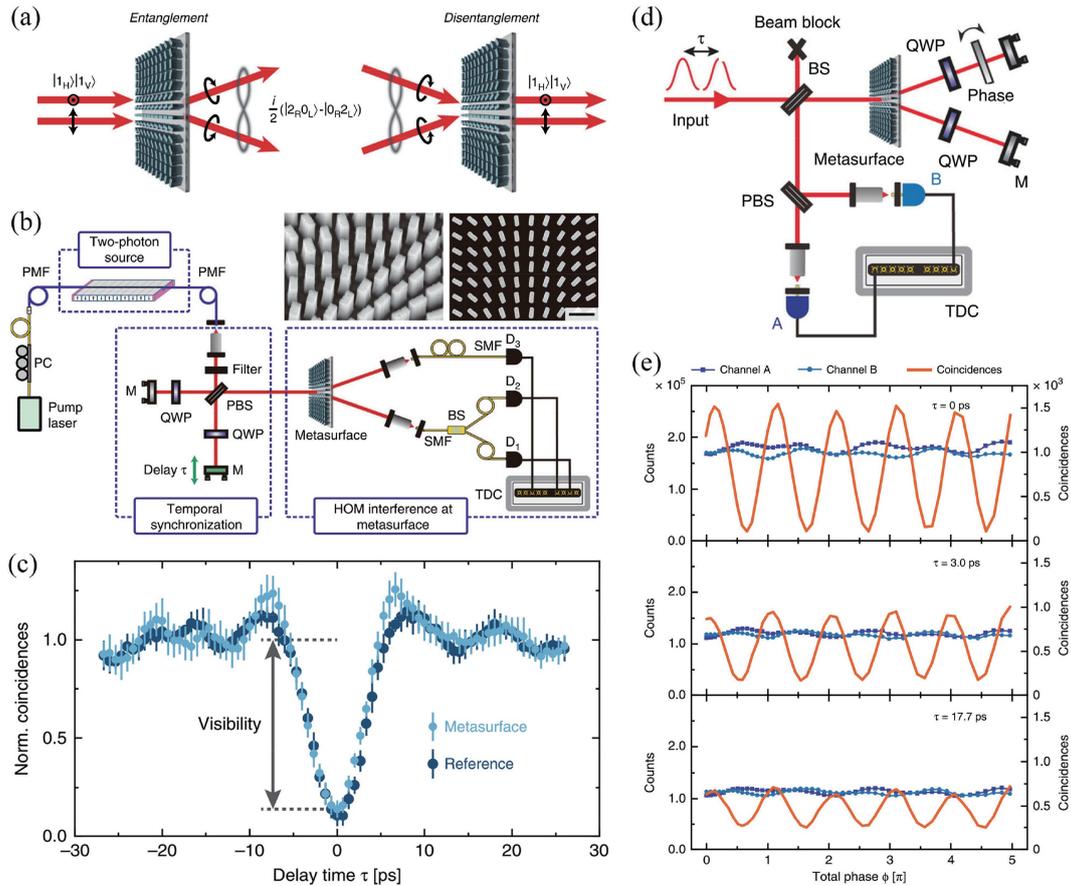


图 10 超表面路径纠缠态操控与测量<sup>[43]</sup>。(a)超表面实现路径纠缠与解纠缠的原理图;(b)产生和测量路径纠缠的双光子 NOON 态的实验装置;(c)探测器  $D_1$  与  $D_2 + D_3$  之间的标准化符合计数;(d)超表面干涉仪的量子测量原理图;(e)双光子态引入不同时延时的实验结果

Fig. 10 Path entanglement manipulation and measurement of metasurfaces<sup>[43]</sup>. (a) Schematic of entanglement and disentanglement achieved by metasurface; (b) experiment setup for the generation and measurement of path-entangled two-photon NOON state; (c) normalized coincidence counts between detector  $D_1$  and detector  $D_2 + D_3$ ; (d) schematic of quantum measurements on a metasurface-based interferometer; (e) experimental results of two-photon state with different time delays

子会被极化分束器(PBS)分开。而当  $\varphi = \left(n + \frac{1}{2}\right)\pi$  时,(7)式只剩下第二项,偏振相同的两个光子总是在 PBS 的同端出射。以上实验证明利用超表面可以实现路径纠缠和解纠缠,也证明了超表面集成的量子纳米传感器和量子干涉测量的可行性。

总结了基于超表面的量子态操控与测量相关研究,包括利用全介质超表面实现自旋轨道角动量纠缠、量子态层析及路径纠缠,这些全介质超表面均实现了高效率的波前调控,并替代了复杂的传统光学器件,具有小型化、集成化的优点,更重要的是,量子超表面为量子信息技术的发展提供了新思路和新方案。

## 5 结束语

总结了近来超表面在光子量子态制备与操控应用方面的重要研究成果。在孤立量子系统单光子源的相关研究中,超表面与量子发射器的集成能显著增加单光子发射速率,还能产生高方向性的自旋单光子。而在多光子纠缠态的相关研究中,超透镜阵列与非线性晶体的集成能实现大容量的量子纠缠光源,还可以利用超表面操控和测量光子纠缠态,甚至实现面向量子传感器的超表面干涉仪。

总的来说,量子信息应用要求超表面在近红外或可见光波段具有高效的波前调控能力,而全介质超表面的效率接近 100%,同时具备强大的波前调控能力,因此全介质超表面将有可能成为重要的集成量子光子器件。目前应用于量子态制备与操控的大多数超表面只使用了单一的光场调控维度和信息通道,而超表面的多维光场调控和多路复用能力<sup>[101-106]</sup>为实现更复杂的量子态调控提供了更多的可能性,比如可以利用超表面实现超纠缠态或高维轨道角动量纠缠态的制备、操控与测量。目前,基于超表面的多光子纠缠态操控仍停留在双光子的阶段,如何实现更多光子数的纠缠态操控也是一个值得研究的问题。

## 参 考 文 献

- [1] Yu T, Eberly J H. Finite-time disentanglement via spontaneous emission[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 93(14): 140404.
- [2] Bouwmeester D, Pan J W, Mattle K, et al. Experimental quantum teleportation[J]. *Nature*, 1997, 390(6660): 575-579.
- [3] Polkinghorne R E S, Ralph T C. Continuous variable entanglement swapping [J]. *Physical Review Letters*, 1999, 83(11): 2095-2099.
- [4] Huang Y P, Kumar P. Antibunched emission of photon pairs via quantum Zeno blockade [J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108(3): 030502.
- [5] Brown R H, Twiss R Q. Correlation between photons in two coherent beams of light[J]. *Nature*, 1956, 177(4497): 27-29.
- [6] He Y M, Clark G, Schaibley J R, et al. Single quantum emitters in monolayer semiconductors[J]. *Nature Nanotechnology*, 2015, 10(6): 497-502.
- [7] Hong C K, Ou Z Y, Mandel L. Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference[J]. *Physical Review Letters*, 1987, 59(18): 2044-2046.
- [8] Hijlkema M, Weber B, Specht H P, et al. A single-photon server with just one atom [J]. *Nature physics*, 2007, 3(4): 253-255.
- [9] Basché T, Moerner W E, Orrit M, et al. Photon antibunching in the fluorescence of a single dye molecule trapped in a solid [J]. *Physical Review Letters*, 1992, 69(10): 1516-1519.
- [10] Jungwirth N R, Calderon B, Ji Y, et al. Temperature dependence of wavelength selectable zero-phonon emission from single defects in hexagonal Boron Nitride [J]. *Nano Letters*, 2016, 16(10): 6052-6057.
- [11] Kurtsiefer C, Mayer S, Zarda P, et al. Stable solid-state source of single photons [J]. *Physical Review Letters*, 2000, 85(2): 290-293.
- [12] Michler, Imamoglu, Mason, et al. Quantum correlation among photons from a single quantum dot at room temperature [J]. *Nature*, 2000, 406(6799): 968-970.
- [13] Michler P, Kiraz A, Becher C, et al. A quantum dot single-photon turnstile device [J]. *Science*, 2000, 290(5500): 2282-2285.
- [14] Curto A G, Volpe G, Taminiu T H, et al. Unidirectional emission of a quantum dot coupled to a nanoantenna [J]. *Science*, 2010, 329(5994): 930-933.
- [15] Koenderink A F. Single-photon nanoantennas [J]. *ACS Photonics*, 2017, 4(4): 710-722.
- [16] Tillmann M, Dakić B, Heilmann R, et al. Experimental boson sampling [J]. *Nature Photonics*, 2013, 7(7): 540-544.
- [17] Broome M A, Fedrizzi A, Rahimi-Keshari S, et al. Photonic boson sampling in a tunable circuit [J]. *Science*, 2013, 339(6121): 794-798.
- [18] Crespi A, Osellame R, Ramponi R, et al. Integrated multimode interferometers with arbitrary

- designs for photonic boson sampling [J]. *Nature Photonics*, 2013, 7(7): 545-549.
- [19] Wang H, Li W, Jiang X, et al. Toward scalable boson sampling with photon loss [J]. *Physical Review Letters*, 2018, 120(23): 230502.
- [20] Wang H, Qin J, Ding X, et al. Boson sampling with 20 input photons and a 60-mode interferometer in a 10(14)-dimensional Hilbert space[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(25): 250503.
- [21] Liu Y, Chen T Y, Wang J, et al. Decoy-state quantum key distribution with polarized photons over 200 km [J]. *Optics Express*, 2010, 18(8): 8587-8594.
- [22] Pan J W, Bouwmeester D, Weinfurter H, et al. Experimental entanglement swapping: entangling photons that never interacted [J]. *Physical Review Letters*, 1998, 80(18): 3891-3894.
- [23] Zhong H S, Li Y, Li W, et al. 12-photon entanglement and scalable scattershot boson sampling with optimal entangled-photon pairs from parametric down-conversion [J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(25): 250505.
- [24] Silverstone J W, Bonneau D, Ohira K, et al. On-chip quantum interference between silicon photon-pair sources [J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(2): 104-108.
- [25] Grady N K, Heyes J E, Chowdhury D R, et al. Terahertz metamaterials for linear polarization conversion and anomalous refraction [J]. *Science*, 2013, 340(6138): 1304-1307.
- [26] Aieta F, Kats M A, Genevet P, et al. Multiwavelength achromatic metasurfaces by dispersive phase compensation [J]. *Science*, 2015, 347(6228): 1342-1345.
- [27] Chen S Q, Li Z, Zhang Y B, et al. Phase manipulation of electromagnetic waves with metasurfaces and its applications in nanophotonics [J]. *Advanced Optical Materials*, 2018, 6(13): 1800104.
- [28] Cui T J, Liu S, Li L L. Information entropy of coding metasurface [J]. *Light, Science & Applications*, 2016, 5(11): e16172.
- [29] Liu S, Cui T J, Zhang L, et al. Convolution operations on coding metasurface to reach flexible and continuous controls of terahertz beams [J]. *Advanced Science*, 2016, 3(10): 1600156.
- [30] Yu N, Aieta F, Genevet P, et al. A broadband, background-free quarter-wave plate based on plasmonic metasurfaces [J]. *Nano Letters*, 2012, 12(12): 6328-6333.
- [31] Ni X J, Kildishev A V, Shalaev V M. Metasurface holograms for visible light [J]. *Nature Communications*, 2013, 4: 2807.
- [32] Lin J, Genevet P, Kats M A, et al. Nanostructured holograms for broadband manipulation of vector beams [J]. *Nano Letters*, 2013, 13(9): 4269-4274.
- [33] Liu L X, Zhang X Q, Kenney M, et al. Broadband metasurfaces with simultaneous control of phase and amplitude [J]. *Advanced Materials*, 2014, 26(29): 5031-5036.
- [34] Almeida E, Shalem G, Prior Y. Subwavelength nonlinear phase control and anomalous phase matching in plasmonic metasurfaces [J]. *Nature Communications*, 2016, 7: 10367.
- [35] Ye W, Zeuner F, Li X, et al. Spin and wavelength multiplexed nonlinear metasurface holography [J]. *Nature Communications*, 2016, 7: 11930.
- [36] Tran T T, Wang D Q, Xu Z Q, et al. Deterministic coupling of quantum emitters in 2D materials to plasmonic nanocavity arrays [J]. *Nano Letters*, 2017, 17(4): 2634-2639.
- [37] Kan Y H, Andersen S K H, Ding F, et al. Metasurface-enabled generation of circularly polarized single photons [J]. *Advanced Materials*, 2020, 32(16): 1907832.
- [38] Bao Y J, Lin Q L, Su R B, et al. On-demand spin-state manipulation of single-photon emission from quantum dot integrated with metasurface [J]. *Science Advances*, 2020, 6(31): eaba8761.
- [39] Li L, Liu Z, Ren X, et al. Metalens-array-based high-dimensional and multiphoton quantum source [J]. *Science*, 2020, 368(6498): 1487-1490.
- [40] Marino G, Solntsev A S, Xu L, et al. Spontaneous photon-pair generation from a dielectric nanoantenna [J]. *Optica*, 2019, 6(11): 1416-1422.
- [41] Stav T, Faerman A, Maguid E, et al. Quantum entanglement of the spin and orbital angular momentum of photons using metamaterials [J]. *Science*, 2018, 361(6407): 1101-1104.
- [42] Wang K, Titchener J G, Kruk S S, et al. Quantum metasurface for multiphoton interference and state reconstruction [J]. *Science*, 2018, 361(6407): 1104-1108.
- [43] Georgi P, Massaro M, Luo K H, et al. Metasurface interferometry toward quantum sensors [J]. *Light, Science & Applications*, 2019, 8: 70.
- [44] Chen H T, Taylor A J, Yu N F. A review of metasurfaces: physics and applications [J]. *Reports on Progress in Physics*, 2016, 79(7): 076401.
- [45] Aieta F, Genevet P, Yu N, et al. Out-of-plane reflection and refraction of light by anisotropic optical antenna metasurfaces with phase

- discontinuities[J]. *Nano Letters*, 2012, 12(3): 1702-1706.
- [46] Yu N F, Genevet P, Kats M A, et al. Light propagation with phase discontinuities: generalized laws of reflection and refraction[J]. *Science*, 2011, 334(6054): 333-337.
- [47] Shalaev M I, Sun J B, Tsukernik A, et al. High-efficiency all-dielectric metasurfaces for ultracompact beam manipulation in transmission mode[J]. *Nano Letters*, 2015, 15(9): 6261-6266.
- [48] Liu X L, Starr T, Starr A F, et al. Infrared spatial and frequency selective metamaterial with near-unity absorbance[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(20): 207403.
- [49] Yu N F, Genevet P, Aieta F, et al. Flat optics: controlling wavefronts with optical antenna metasurfaces[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2013, 19(3): 4700423.
- [50] Zheludev N I, Kivshar Y S. From metamaterials to metadevices[J]. *Nature Materials*, 2012, 11(11): 917-924.
- [51] Meinzer N, Barnes W L, Hooper I R. Plasmonic meta-atoms and metasurfaces [J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(12): 889-898.
- [52] Yu N F, Capasso F. Flat optics with designer metasurfaces[J]. *Nature Materials*, 2014, 13(2): 139-150.
- [53] Liu Z C, Li Z C, Liu Z, et al. Single-layer plasmonic metasurface half-wave plates with wavelength-independent polarization conversion angle[J]. *ACS Photonics*, 2017, 4: 2061.
- [54] Li J X, Yu P, Tang C C, et al. Bidirectional perfect absorber using free substrate plasmonic metasurfaces [J]. *Advanced Optical Materials*, 2017, 5(12): 1700152.
- [55] Yu P, Li J, Tang C, et al. Controllable optical activity with non-chiral plasmonic metasurfaces[J]. *Light, Science & Applications*, 2016, 5(7): e16096.
- [56] Sun S, Yang K Y, Wang C M, et al. High-efficiency broadband anomalous reflection by gradient meta-surfaces[J]. *Nano Letters*, 2012, 12(12): 6223-6229.
- [57] Zheng G, Mühlenbernd H, Kenney M, et al. Metasurface holograms reaching 80% efficiency[J]. *Nature Nanotechnology*, 2015, 10(4): 308-312.
- [58] Yue F Y, Wen D D, Xin J T, et al. Vector vortex beam generation with a single plasmonic metasurface [J]. *ACS Photonics*, 2016, 3(9): 1558-1563.
- [59] Li Z C, Liu W W, Cheng H, et al. Simultaneous generation of high-efficiency broadband asymmetric anomalous refraction and reflection waves with few-layer anisotropic metasurface [J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 35485.
- [60] Cheng H, Liu Z C, Chen S Q, et al. Emergent functionality and controllability in few-layer metasurfaces [J]. *Advanced Materials*, 2015, 27(36): 5410-5421.
- [61] Li Z C, Liu W W, Cheng H, et al. Few-layer metasurfaces with arbitrary scattering properties [J]. *Science China Physics, Mechanics Astronomy*, 2020, 63(8): 284202.
- [62] Genevet P, Capasso F, Aieta F, et al. Recent advances in planar optics: from plasmonic to dielectric metasurfaces [J]. *Optica*, 2017, 4(1): 139-152.
- [63] Kruk S, Kivshar Y. Functional meta-optics and nanophotonics governed by Mie resonances[J]. *ACS Photonics*, 2017, 4(11): 2638-2649.
- [64] Balthasar Mueller J P, Rubin N A, Devlin R C, et al. Metasurface polarization optics: independent phase control of arbitrary orthogonal states of polarization[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 118(11): 113901.
- [65] Khorasaninejad M, Zhu A Y, Roques-Carmes C, et al. Polarization-insensitive metalenses at visible wavelengths [J]. *Nano Letters*, 2016, 16(11): 7229-7234.
- [66] Khorasaninejad M, Shi Z, Zhu A Y, et al. Achromatic metalens over 60 nm bandwidth in the visible and metalens with reverse chromatic dispersion[J]. *Nano Letters*, 2017, 17(3): 1819-1824.
- [67] Lin D M, Fan P Y, Hasman E, et al. Dielectric gradient metasurface optical elements[J]. *Science*, 2014, 345(6194): 298-302.
- [68] Arbabi A, Horie Y, Ball A J, et al. Subwavelength-thick lenses with high numerical apertures and large efficiency based on high-contrast transmitarrays[J]. *Nature Communications*, 2015, 6(1): 7069.
- [69] Wang L, Kruk S, Tang H Z, et al. Grayscale transparent metasurface holograms [J]. *Optica*, 2016, 3(12): 1504-1505.
- [70] Yang B, Liu W W, Li Z C, et al. Polarization-sensitive structural colors with hue-and-saturation tuning based on all-dielectric nanopixels [J]. *Advanced Optical Materials*, 2018, 6(4): 1701009.
- [71] Yang B, Liu W W, Li Z C, et al. Ultrahighly saturated structural colors enhanced by multipolar-modulated metasurfaces [J]. *Nano Letters*, 2019, 19(7): 4221-4228.

- [72] Zhang Y B, Liu W W, Li Z C, et al. High-quality-factor multiple Fano resonances for refractive index sensing[J]. *Optics Letters*, 2018, 43(8): 1842-1845.
- [73] Liu W W, Li Z C, Cheng H, et al. Metasurface enabled wide-angle Fourier lens [J]. *Advanced Materials*, 2018, 30(23): 1706368.
- [74] Liu W W, Li Z C, Li Z, et al. Energy-tailorable spin-selective multifunctional metasurfaces with full Fourier components[J]. *Advanced Materials*, 2019, 31(32): 1901729.
- [75] Zuo R Z, Liu W W, Cheng H, et al. Breaking the diffraction limit with radially polarized light based on dielectric metalenses [J]. *Advanced Optical Materials*, 2018, 6(21): 1800795.
- [76] Marino G, Gigli C, Rocco D, et al. Zero-order second harmonic generation from AlGaAs-on-insulator metasurfaces[J]. *ACS Photonics*, 2019, 6(5): 1226-1231.
- [77] Wang L, Kruk S, Koshelev K, et al. Nonlinear wavefront control with all-dielectric metasurfaces [J]. *Nano Letters*, 2018, 18(6): 3978-3984.
- [78] Choy J T, Bulu I, Hausmann B J M, et al. Spontaneous emission and collection efficiency enhancement of single emitters in diamond via plasmonic cavities and gratings[J]. *Applied Physics Letters*, 2013, 103(16): 161101.
- [79] Eisaman M D, Fan J, Migdall A, et al. Single-photon sources and detectors [J]. *The Review of Scientific Instruments*, 2011, 82(7): 071101.
- [80] Lodahl P, Mahmoodian S, Stobbe S, et al. Chiral quantum optics[J]. *Nature*, 2017, 541(7638): 473-480.
- [81] Javadi A, Ding D P, Appel M H, et al. Spin-photon interface and spin-controlled photon switching in a nanobeam waveguide[J]. *Nature Nanotechnology*, 2018, 13(5): 398-403.
- [82] Ortner G, Bayer M, Larionov A, et al. Fine structure of excitons in InAs/GaAs coupled quantum dots: a sensitive test of electronic coupling [J]. *Physical Review Letters*, 2003, 90(8): 086404.
- [83] Braukmann D, Popov V P, Glaser E R, et al. Anisotropies in the linear polarization of vacancy photoluminescence in diamond induced by crystal rotations and strong magnetic fields [J]. *Physical Review B*, 2018, 97(12): 125426.
- [84] Claudon J, Bleuse J, Malik N S, et al. A highly efficient single-photon source based on a quantum dot in a photonic nanowire[J]. *Nature Photonics*, 2010, 4(3): 174-177.
- [85] Heeg K P, Wille H C, Schlage K, et al. Vacuum-assisted generation and control of atomic coherences at X-ray energies [J]. *Physical Review Letters*, 2013, 111(7): 073601.
- [86] Agarwal G S. Anisotropic vacuum-induced interference in decay channels[J]. *Physical Review Letters*, 2000, 84(24): 5500-5503.
- [87] Yannopoulos V, Paspalakis E, Vitanov N V. Plasmon-induced enhancement of quantum interference near metallic nanostructures [J]. *Physical Review Letters*, 2009, 103(6): 063602.
- [88] Li G X, Li F L, Zhu S Y. Quantum interference between decay channels of a three-level atom in a multilayer dielectric medium [J]. *Physical Review A*, 2001, 64: 013819.
- [89] Jha P K, Ni X J, Wu C H, et al. Metasurface-enabled remote quantum interference [J]. *Physical Review Letters*, 2015, 115(2): 025501.
- [90] Yang B, Cheng H, Chen S Q, et al. Multi-dimensional manipulation of optical field by metasurfaces based on Fourier analysis [J]. *Acta Optica Sinica*, 2019, 39(1): 0126005.  
杨渤, 程化, 陈树琪, 等. 基于傅里叶分析的超表面多维光场调控 [J]. *光学学报*, 2019, 39(1): 0126005.
- [91] Chen S Q, Li Z C, Liu W W, et al. From single-dimensional to multidimensional manipulation of optical waves with metasurfaces [J]. *Advanced Materials*, 2019, 31(16): 1802458.
- [92] Chen S Q, Liu W W, Li Z C, et al. Metasurface-empowered optical multiplexing and multifunction [J]. *Advanced Materials*, 2020, 32(3): 1805912.
- [93] Poddubny A N, Iorsh I V, Sukhorukov A A. Generation of photon-plasmon quantum states in nonlinear hyperbolic metamaterials [J]. *Physical Review Letters*, 2016, 117(12): 123901.
- [94] Lenzini F, Poddubny A N, Titchener J, et al. Direct characterization of a nonlinear photonic circuit's wave function with laser light [J]. *Light, Science & Applications*, 2018, 7: 17143.
- [95] Bekenstein R, Pikovski I, Pichler H, et al. Quantum metasurfaces with atom arrays [J]. *Nature Physics*, 2020, 16(6): 676-681.
- [96] James D F V, Kwiat P G, Munro W J, et al. Measurement of qubits [J]. *Physical Review A*, 2001, 64: 052312.
- [97] Jack B, Leach J, Ritsch H, et al. Precise quantum tomography of photon pairs with entangled orbital angular momentum [J]. *New Journal of Physics*, 2009, 11(10): 103024.
- [98] Titchener J G, Gräfe M, Heilmann R, et al. Scalable on-chip quantum state tomography [J]. *Npj*

- Quantum Information, 2018, 4(1): 19.
- [99] Giovannetti V, Lloyd S, Maccone L. Advances in quantum metrology[J]. Nature Photonics, 2011, 5(4): 222-229.
- [100] Li Z C, Liu W W, Cheng H, et al. Manipulation of the photonic spin Hall effect with high efficiency in gold-nanorod-based metasurfaces [J]. Advanced Optical Materials, 2017, 5(20): 1700413.
- [101] Li Z, Liu W W, Geng G Z, et al. Multiplexed nondiffracting nonlinear metasurfaces[J]. Advanced Functional Materials, 2020, 30(23): 1910744.
- [102] Zhang Y B, Li Z C, Liu W W, et al. Spin-selective and wavelength-selective demultiplexing based on waveguide-integrated all-dielectric metasurfaces[J]. Advanced Optical Materials, 2019, 7(6): 1801273.
- [103] Cheng H, Wei X Y, Yu P, et al. Integrating polarization conversion and nearly perfect absorption with multifunctional metasurfaces [J]. Applied Physics Letters, 2017, 110(17): 171903.
- [104] Ma M L, Li Z, Liu W W, et al. Optical information multiplexing with nonlinear coding metasurfaces[J]. Laser & Photonics Reviews, 2019, 13(7): 1900045.
- [105] Li Z, Liu W W, Li Z C, et al. Tripling the capacity of optical vortices by nonlinear metasurface [J]. Laser & Photonics Reviews, 2018, 12(11): 1800164.
- [106] Li Z C, Liu W W, Cheng H, et al. Spin-selective full-dimensional manipulation of optical waves with chiral mirror [J]. Advanced Materials, 2020, 32(26): 1907983.