定向发射：间隙等离激元调控的纳米尺度手性光源

HAI LIN1、TE WEN1、JINGLIN TANG1、LULU YE1、GUANYU ZHANG1、WEIDONG ZHANG1、YING GU1,2,3、QIHUANG GONG1,2,3，和 GUOWEI LU[1,2,3,*]

[1] 介观物理国家重点实验室、纳米光电子学前沿科学中心、量子物质协同创新中心、北京大学物理学院，中国北京 *100871*。
[2] 极端光学协同创新中心，山西大学，中国山西太原 *030006*。[3] 北京大学长三角光电科学研究院，中国江苏南通 *226010*。
*通讯作者：*guowei.lu@pku.edu.cn*

收稿日期：XXXX年XX月；修订日期：XXXX年XX月；接收日期：XXXX年XX月；上线日期：XXXX年XX月（文档编号：XXXXX）；出版日期：XXXX年XX月

高效操控手性纳米光源的发射方向对于信息传输和片上信息处理具有重要意义。在此，我们提出了一种基于间隙等离激元控制纳米尺度手性光源方向性的方案。由金纳米棒和银纳米线形成的间隙等离激元模式，实现了手性光源的高度定向发射。基于光学自旋锁定光传播，该混合结构能够实现手性发射的定向耦合，达到99.5%的对比度。通过调整结构构型，例如纳米棒的位置、长宽比和取向，可以操控发射方向。此外，纳米间隙内还存在显著的局域场增强，从而大幅提高发射速率。这种手性纳米光源操控方案为手性谷电子学和集成光子学提供了一种途径。

1. 引言

以二维半导体、色心和量子点等新兴纳米材料为代表的纳米尺度光源，为纳米光子学和集成光电器件带来了新的机遇 1-3。光源的手性为集成光网络、生物成像和传感提供了新的自由度 4-6。然而，纳米尺度光源较差的发射方向性会影响信号传输和收集，从而限制其在光电集成系统中的实际应用 7。在亚波长结构高度受限的光场中，横向自旋角动量（TSAM）会自然产生，且其手性与光子模式的传播方向锁定 8-9。利用圆偏振偶极子与具有相应横向自旋角动量的倏逝波耦合，可借助这一现象实现单向传输 8。光子与发射体之间的手性耦合具有非互易性，因为向前和向后传播的光子与发射体的相互作用不同 8, 10。手性耦合中的非互易性促成

1-22。此外，还可通过介质波导（如介质纳米线、光学光纤、光子晶体波导和非对称超表面）实现单向发射 23- 30。近期，介质结构和无纳米结构结构可实现二维过渡金属硫族化合物（过渡金属二硫族化物）单层中的谷选择性激子发射路由 31。尽管具有适当选择定则的自旋-路径锁定系统能够实现高度定向的传输，但这类结构的耦合率较低。

众所周知，局域表面等离激元共振（LSPR）可通过将电磁场集中在微小体积内，增强纳米尺度光-物质相互作用 32。V形光学天线、手性双杆天线和手性超表面已被证明能够控制纳米光源的发射方向 33-35。LSPR系统可通过手性相互作用获得光学自旋分辨特性，并具有更高的耦合率，但发射方向性较低。将LSPR与波导结合后，该系统兼具光学自旋分辨特性和高耦合率，从而能够实现纳米尺度光源的高效定向发射。在纳米线-纳米棒结构中，具有相反宇称的腔模能够实现奇模和偶模的干涉，产生具有强近场方向性的非对称混合等离激元模式 36。近期，有研究提出了一种基于发射体与由砷化镓纳米线和银纳米块组成的间隙等离激元之间手性耦合的系统，实现了方向性为91%的非互易光子传输 37。然而，在所提出的方案中，圆偏振偶极子在纳米块与纳米线之间的间隙平面内振荡。基于面内手性光子-发射体耦合的间隙等离激元系统，其组装和精确定位具有挑战性，在实验上难以实现。

在此，我们展示了一种基于金纳米棒与银纳米线垂直堆叠的混合结构。纳米线与纳米棒之间的间隙中形成的间隙等离激元模式具有高度局域性，可提供局域横向光学自旋，并使光学自旋的手性与光子模式的传播方向之间呈一一对应关系。纳米尺度光源优先耦合到光子模式，其横向自旋角动量（TSAM）与光源的手性相对应。随后，我们研究了纳米间隙尺寸、相对位置、长宽比以及纳米棒取向对定向耦合的影响。当混合结构呈非轴对称时，发射具有单向性。因此，可通过控制结构的配置。仿真结果表明，与纳米线耦合的手性纳米光源的定向发射方向性可达 99.5%。此外，金纳米棒与银纳米线之间间隙处高达 ~1500 倍的局域场增强可显著提高发射速率。所提出的混合结构具有稳定性高、工作带宽宽等特点，为实验调控手性纳米光源的发射方向提供了更可行的方案。该间隙等离激元系统可用于片上非互易器件，例如光隔离器和环行器。

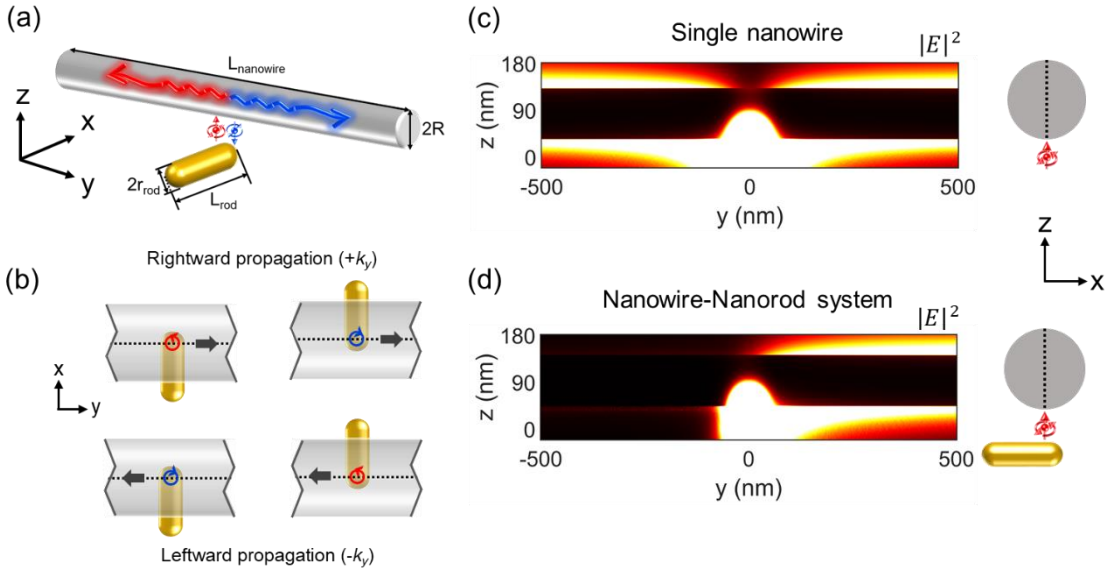


图 1。（a）纳米线-纳米棒系统的模型示意图。红点：右旋圆偏振偶极子。蓝点：左旋圆偏振偶极子。（b）纳米间隙中心处光学自旋手性的示意图，该手性取决于结构配置和传播方向。黑色箭头：波导模式的传播方向。由右旋圆偏振偶极子激发的（c）纯纳米线和（d）纳米线-纳米棒系统的电场分布。（c）和（d）右侧面板中的示意图分别对应左侧面板中的结构。

2. 结果与讨论

如图 1(a) 所示，我们考虑一种由银纳米线和金纳米棒组成的间隙等离激元结构。银纳米线与金纳米棒之间形成了一个 10 nm 的间隙。在高度局域的纳米间隙近场中，由于光的自旋轨道相互作用，会自然地产生垂直于传播方向的横向自旋角动量。这使光学自旋的手性与光子模式的传播方向之间形成一一对应关系，即自旋-动量锁定，这是由它们的时间反演对称性导致的 38。因此，自旋角动量的信息可以直接传递到光的传播方向。由于纳米尺度光源与局部方向锁定的横向光学自旋之间存在手性耦合，手性相反的发射将分别与沿相反方向传播的等离激元本征模式耦合，如图 1(b) 所示。此外，对于不同的混合系统构型，即使模式的传播方向相同，纳米间隙中心区域横向自旋的手性也相反。图 1(b) 定性地说明，混合系统构型与波导模式传播方向的组合决定了右向或左向传播模式所产生的横向光学自旋手性。我们采用三维有限差分时域法（FDTD）模拟了所提出的纳米线-纳米棒系统的电场分布。

纳米线用圆柱体表示，直径为 100 nm，长度为 7 um。纳米棒的半径为 15 nm，长度为 130 nm。Johnson 和 Christy 给出的银纳米线在 λ = 686 nm 处的折射率为

$$\varepsilon_{Ag} = 22\,01 - . . +0\,41 \qquad 39$$

i。环境的折射率为 1。手性光源通过放置两个相互正交、相位差为 90 度的线偏振偶极源进行模拟 22。图 1(c) 和图 1(d) 描绘了由波长为 λ = 686 nm 的右旋圆偏振偶极子激发电磁模式时的电场分布。如图 1(c) 所示，当右旋圆偏振发射体位于纯纳米线的中心时，由于面内镜面对称性，耦合到纳米线两端的导模强度相等。然而，当发射体位于纳米棒与纳米线之间的纳米间隙中时，发射方向会有所不同。在图 1(d) 中，混合结构的导模具有单向传输特性。非对称定向传输是圆偏振偶极子与间隙等离激元系统耦合的主要特征。我们在纳米线两端各放置一个功率监测器，用于记录手性光源通过间隙等离激元耦合到纳米线两端的发射强度 22。方向性根据传输至纳米线两端的光强计算，$D = (T_L - T_R) / (T_L + T_R)$，其中 $T_{L/R}$ 表示传输至左端/右端的光量。

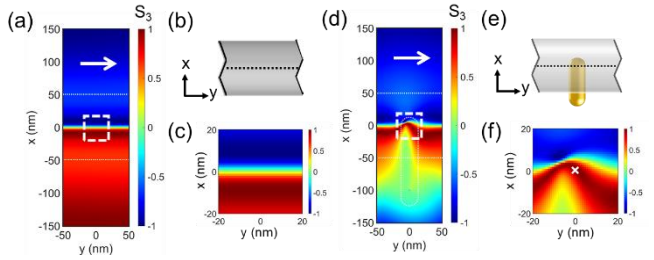


图 2. (a) 纯纳米线的横向光学自旋密度 (b)。(d) 纳米线-纳米棒系统的横向光学自旋密度 (e)。白色虚线标示了纳米线和纳米棒的轮廓。(c) 和 (f) 分别为 (a) 和 (d) 中白色虚线框区域的放大图。十字：位置为 x=0、y=0。白色箭头：作为激发源的平面波的传播方向。

为量化银纳米线附近横向光学自旋的大小，我们计算了纯纳米线和间隙等离激元系统在 x-y 平面内随位置变化的横向光学自旋密度。该平面是偶极子的振荡平面（位于间隙中央），对应于斯托克斯参数 $S_3 = -2\mathrm{Im}(E_x E_y^*)/(E_x^2 + E_y^2)$。通过在纳米线左端/右端设置向右/向左传播的波，并以横电平面波作为激励源，可得到横向自旋角动量。具有相应横向自旋角动量的圆偏振偶极子与倏逝波耦合，即可实现单向传输。当右旋圆偏振偶极子与横向自旋角动量为正的导模耦合时，由于自旋-方向锁定，光子的传输方向也随之确定。如图 2(a) 所示，纳米线中心处（x = 0，y = 0）的横向自旋角动量为零，且纳米线两侧的横向自旋角动量符号相反，符合预期 22。因此，位于中心位置的纳米尺度光源耦合至纳米线两端的光量相等，如图 1(c) 所示；而位于 -x 半空间的右旋圆偏振偶极子发射的光则耦合到向右传播的模式（见图 3(b)）。对于图 2(e) 所示的混合系统，在纳米间隙中心位置（白色十字处），导模具有接近 1 的局域横向自旋密度，且符号为正，如图 2(f) 所示。该导模的正横向自旋角动量可由位于中心的右旋圆偏振偶极子激发，因此发射光耦合到相应的模式，即向右传播的模式，如图 1(d) 所示。当模式的传播方向反转时，所有位置的螺旋度符号也会反转（见图 S1）。为进一步证明定向发射确实由手性偶极子与波导模式横向自旋角动量之间的手性相互作用所致，图 S2 和图 S3 分别展示了右旋圆偏振偶极子的方向性随位置 x 和 y 的变化。有趣的是，对于间隙等离激元模式，在纳米线同一侧可以观察到相反的手性。值得注意的是，这种情况出现在距纳米线中心 80 nm 的区域内，此处模式振幅及其对局域光学态密度的影响不可忽略。为便于研究影响定向耦合的因素，我们将圆偏振偶极子固定在纳米线中心对称的位置（x = 0，y = 0）。纳米尺度光源的耦合方向取决于局域光学自旋的手性以及混合结构导模的传播方向。

为探究系统结构对称性对手性纳米光源耦合方向性的影响，我们研究了右旋圆偏振发射体的方向性随 x_c（即纳米棒与纳米线之间的距离）的变化，如图 3(a) 所示。纳米棒相对于纳米线的位置决定了混合系统的构型，例如轴对称构型或非轴对称构型。数值结果表明，当 x_c 为负时，发射圆偏振偶极子的发射耦合至从左向右传播的本征态；而当 x_c 为正时，发射方向则相反。当圆偏振偶极子的手性反转时，传播方向也会反转。对于具有非轴对称构型的混合系统，$x_c \neq 0$ 和方向性 D 均超过 75%。当 $x_c = \pm 5$ nm 时，方向性 D_{max} 达到最高值 94.3%。由于反演对称性，当纳米棒的位置相对于纳米线轴呈轴对称时，定向耦合方向相反，即 $D_x = -D_{x'}$，其中 x = -x'。因此，当所提出结构中的光源位置固定时，可以通过调节纳米棒相对于纳米线的位置来调控纳米光源的发射方向。图 3(b) 展示了圆偏振偶极子与纳米线之间的定向耦合随偶极子位置 x_e 的变化。与所提出的混合系统相比，当圆偏振偶极子位于纯纳米线的中心，即 $x_e = 0$ 时，耦合方向性为零。

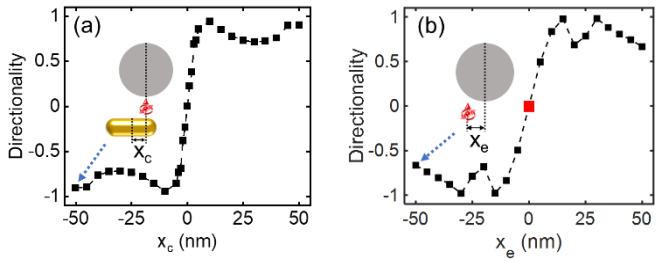


图 3. (a) 混合结构与 (b) 纯纳米线的定向发射对比。

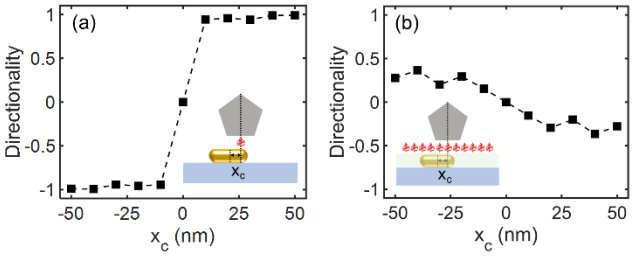


图 4. 由五边形银纳米线和置于玻璃基底上的金纳米棒构成的混合结构中，(a) 单个手性光源和 (b) 多个手性光源的定向发射。

在实验制备中，受晶体结构限制，纳米线通常具有不同的横截面，这也会改变手性耦合特性。我们用五边形纳米线取代圆形横截面的纳米线（图 4）。五边形纳米线的半径为 50 nm。上述方向性计算结果所采用的模拟环境为理想的真空介质。考虑到更可行的介电环境，我们将混合结构置于玻璃基底上。在这一配置中，图 4(a) 展示了手性光源的最高方向性，接近 99%。二维材料的发光可视为无数圆偏振偶极子的叠加。接下来，我们计算了在间隙中放置 33 个圆偏振偶极子的情况，以表示该混合结构对二维材料等块体材料的操控，如图 4(b) 所示。当热点区域填满手性光源时，可以看到方向性接近 37%，低于单个手性光源的方向性。

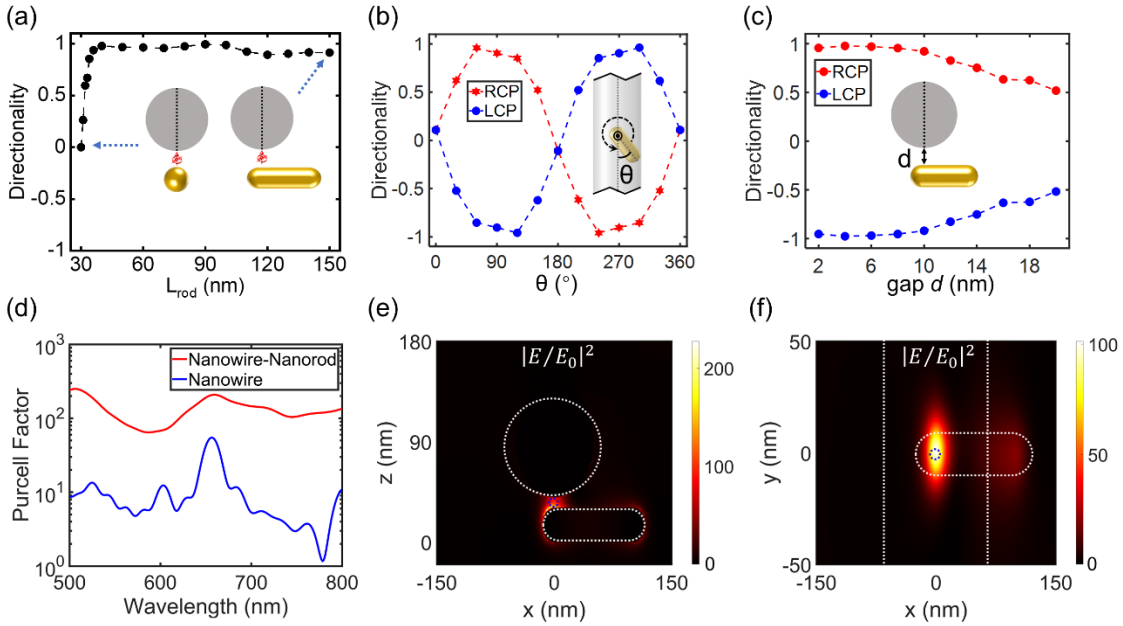


图 5. 发射方向性取决于 (a) 纳米棒长径比、(b) 纳米棒取向和 (c) 间隙宽度。(d) 所提出的混合系统与纯银纳米线的 Purcell因子对比。(e)-(f) 间隙等离激元模式在 x-z 和 x-y 平面内的横截面电场强度分布。蓝色圆圈：发射体。

接下来，我们研究纳米棒长径比、纳米棒取向和间隙宽度对相应耦合方向的影响。在图 5(a) 中，我们重点考察方向性对纳米棒长径比的依赖关系。当纳米棒的长径比为 1 时，该结构由纳米球和纳米线非对称地构成。因此，与纳米线两端耦合的圆偏振偶极子的发射相等。间隙宽度为 10 nm 时，长径比在 1.33 至 5 之间的耦合方向性达到 92%。长径比为 3 时，方向性最高，达到 99.5%。由支持不同局域表面等离激元共振波长的纳米棒构成的混合结构能够实现单向发射，因此该系统具有宽工作带宽。图 5(b) 显示了耦合方向性随纳米棒与纳米线纵轴之间夹角 θ 变化的关系。由于取向也会影响对称性，我们可以看到，随着夹角从 0° 变化到 360°，方向性呈周期性变化。通过优化取向，方向性最高可达 96.1%。当夹角为 θ = 0° 或 180° 时，计算得到的方向性不为 0，这是由纳米线末端的反射造成的。此外，我们还研究了间隙宽度 *d* 对定向耦合的影响，如图 5(c) 所示。在 2 至 8 nm 范围内，方向性可达 95%。随着 *d* 增大，方向性逐渐降低；当 *d* 为 = 18 nm 时，降至 62.4%。由于间隙宽度决定了间隙等离激元模式的局域限制，进而影响定向耦合，因此该混合结构具有稳健的方向性，在 2 至 20 nm 的宽间隙范围内始终高于 50%。图 5(d) 对比了混合系统与纯纳米线的 Purcell增强。所提出系统中局限于纳米间隙内的圆偏振偶极子获得了 ~159 倍 Purcell增强，比纯纳米线周围高 15 倍。图 5(e、f) 展示了在圆偏振波激发下计算得到的间隙等离激元模式横截面电场分布，分别位于 x-z 平面和 x-y 平面；该圆偏振波通过设置两个相互正交、相位差为 90 度的线偏振平面波源产生。在纳米棒与纳米线之间宽 10 nm 的间隙内，局域电场强度增强达两个数量级，为纳米尺度光源提供了较高的激发速率和发射速率。

最后，我们讨论本方案的实验可能性。银纳米线和金纳米棒广泛应用于纳米光子结构，并拥有成熟的制备技术，例如化学合成方法 40-41。手性光源可以采用二维过渡金属硫族化合物。由于可以通过切换入射光的偏振态来改变过渡金属硫族化合物发射光子的圆偏振态，因此可实现手性发射，这遵循所谓的谷依赖光学选择定则 42。该系统可分三步组装。首先，将纳米棒分散并沉积在基底上。随后，可通过干法转移 43 将二维过渡金属硫族化合物和银纳米线依次组装到基底上。此外，可利用纳米操纵技术调节纳米棒与纳米线的相对位置，从而调整其构型 33。在实际应用中，还需要考虑控制传播方向的能力。通过在纳米线两侧各组装一根纳米棒，可通过改变激发位置，选择性地激发传播方向不同的间隙等离激元模式。或者，切换激发所用入射光的偏振，可产生手性相反的发射，并与反向传播的波导模式耦合。此外，选择具有不同发射带的发射体也能实现不同的耦合方向（见图 S4）。

2. 结论

总之，我们证明，由金纳米棒和银纳米线组成的间隙等离激元系统能够控制手性纳米光源的定向耦合。通过改变构型，例如纳米棒的长宽比、纳米棒相对于纳米线的位置和取向，以及间隙宽度，可以优化手性纳米光源的发射方向。通过优化结构参数，耦合方向性最高可达 99.5%。我们还发现，对于手性相同的光源，如果纳米棒的位置或取向关于纳米线轴对称，发射将耦合到

沿相反方向传播的导模。此外，纳米间隙内的局域场增强可达~1500 倍，从而提高光源的激发速率和发射速率。该方案能够调控谷激子的发射方向性以及谷电子学中相应的光子路径，为传输谷信息和操控片上光子电路中的手性自由度提供了一种新方法。此外，间隙等离激元手性耦合系统在手性量子网络、量子门和量子比特路由器中具有潜在应用。

资助。本研究得到国家重点研发计划（项目编号：2022YFA1604304）、广东省基础与应用基础研究重大项目（项目编号：2020B0301030009）和国家自然科学基金委员会（项目编号：92250305）的资助。

利益披露。作者声明不存在利益冲突。

数据可用性声明。由于不存在适合托管本研究领域数据的存储库，因此数据无法在论文发表时公开提供。支持本研究结论的数据可根据合理请求向作者获取。

参考文献

1. K. F. Mak 和 J. Shan，《自然·光子学》**10,** 216（2016年）。2. A. W. Elshaari、W. Pernice、K. Srinivasan、O. Benson 和 V. Zwiller，《自然·光子学》**14,** 285（2020年）。3. F. P. G. d. Arquer、D. V. Talapin、V. I. Klimov、Y. Arakawa、M. Bayer 和 E. H. Sargent，《科学》**373,** eaaz8541（2021年）。4. D. Hallett、A. P. Foster、D. Whittaker、M. S. Skolnick 和 L. R. Wilson，ACS Photonics**9,** 706（2022年）。5. D. Chimene、D. L. Alge 和 A. K. Gaharwar，Advanced Materials**27,** 7261（2015年）。6. C. Zhu、D. Du 和 Y. Lin，《二维材料》**2,** 032004（2015年）。7. P. Cheben、R. Halir、J. H. Schmid、H. A. Atwater 和 D. R. Smith，《自然》**560,** 565（2018年）。8. P. Lodahl、S. Mahmoodian、S. Stobbe、A. Rauschenbeutel、P. Schneeweiss、J. Volz、H. Pichler 和 P. Zoller，《自然》**541,** 473（2017年）。9. M. F. Picardi、A. V. Zayats 和 F. J. Rodriguez-Fortuno，《物理评论快报》**120,** 117402（2018年）。10. D. Jalas、A. Petrov、M. Eich、W. Freude、S. Fan、Z. Yu、R. Baets、M. Popović、A. Melloni、J. D. Joannopoulos、M. Vanwolleghem、C. R. Doerr 和 H. Renner，《自然·光子学》**7**，579（2013年）。11. K. Xia、G. Lu、G. Lin、Y. Cheng、Y. Niu、S. Gong 和 J. Twamley，《物理评论A》**90**，043802（2014年）。12. C. Sayrin、C. Junge、R. Mitsch、B. Albrecht、D. O'Shea、P. Schneeweiss、J. Volz 和 A. Rauschenbeutel，《物理评论 X 》 **5**，041036 （2015 年）。13. M. Scheucher、A. Hilico、E. Will、J. Volz 和 A. Rauschenbeutel，《科学》**354**，1577（2016年）。14. I. Shomroni、S. Rosenblum、Y. Lovsky、O. Bechler、G. Guendelman 和 B. Dayan，《科学》**345**，903（2014年）。15. I. Sollner、S. Mahmoodian、S. L. Hansen、L. Midolo、A. Javadi、G. Kirsanske、T. Pregnolato、H. El-Ella、E. H. Lee、J. D. Song、S. Stobbe 和 P. Lodahl，《自然·纳米技术》**10**，775（2015年）。16. H. Pichler、T. Ramos、A. J. Daley 和 P. Zoller，"手性自旋网络的量子光学"，《物理评论A》**91**，042116（2015年）。17. S. Mahmoodian、P. Lodahl 和 A. S. Sørensen，《物理评论快报》**117**，240501 2016( )。18. R. Mitsch、C. Sayrin、B. Albrecht、P. Schneeweiss 和 A. Rau[illegible]《自然·通讯》**5,** [illegible]. Mueller 和 F. Capasso，《物理评论B辑》**88,**（2013年）。20. R. J. Coles、D. M. Price、J. E. Dixon、B. Royall、E. Clarke、P. Kok、M. S. Skolnick、A. M. Fox 和 M. N. Makhonin，《自然·通讯》7，11183（2016年）。21. S. K. Chaubey、G. M. A、D. Paul、S. Tiwari、A. Rahman 和 G. V. P. Kumar，《先进光子学研究》2，（2021年）。22. S. H. Gong、F. Alpeggiani、B. Sciacca、E. C. Garnett 和 L. Kuipers，《科学》359，443（2018年）。23. A. Woo、J. Sung 和 S. H. Gong，Optics Express 29，10688（2021年）。24. S. H. Gong、I. Komen、F. Alpeggiani 和 L. Kuipers，《纳米快报》20，4410（2020年）。25. Z. Yang、S. Aghaeimeibodi 和 E. Waks，Optics Express 27，21367（2019年）。26. L. Sun、C.-Y. Wang、A. Krasnok、J. Choi、J. Shi、J. S. Gomez-Diaz、A. Zepeda、S. Gwo、C.-K. Shih、A. Alù 和 X. Li，《自然·光子学》13，180（2019年）。27. T. Chervy、S. Azzini、E. Lorchat、S. Wang、Y. Gorodetski、J. A. Hutchison、S. Berciaud、T. W. Ebbesen 和 C. Genet，ACS Photonics 5，1281（2018年）。28. F. Zhang、J. Ren、L. Shan、X. Duan、Y. Li、T. Zhang、Q. Gong 和 Y. Gu，《物理评论A辑》100，（2019年）。29. L. Shan、J. Ren、Q. Zhang、Q. Liu、Y. Ma、Q. Gong 和 Y. Gu，Photonics Research 10，（2022年）。30. J. Petersen、J. Volz 和 A. Rauschenbeutel，《科学》346，67（2014年）。31. S. Guddala、M. Khatoniar、N. Yama、W. X. Liu、G. S. Agarwal 和 V. M. Menon，Optica 8，50（2021年）。32. H. Yu、Y. Peng、Y. Yang 和 Z.-Y. Li，npj Computational Materials 5，1（2019年）。33. T. Wen、W. Zhang、S. Liu、A. Hu、J. Zhao、Y. Ye、Y. Chen、C. W. Qiu、Q. Gong 和 G. Lu，《科学进展》6，eaao0019（2020年）。34. C. Han 和 J. Ye，《自然·通讯》11，713（2020年）。35. Z. Wu、J. Li、X. Zhang、J. M. Redwing 和 Y. Zheng，Advanced Materials 31，e1904132（2019年）。36. Y. Wang、X. Wu 和 P. Wang，Journal of Lightwave Technology 39，5855（2021年）。37. L. Shan、F. Zhang、J. Ren、Q. Zhang、Q. Gong 和 Y. Gu，Optics Express 28，33890 2020( )。38. K. Y. Bliokh、F. J. Rodríguez-Fortuño、F. Nori 和 A. V. Zayats，《自然·光子学》9，796（2015年）。39. P. B. Johnson 和 R. W. Christy，《物理评论B辑》6，4370（1972年）。40. A. V. Akimov、A. Mukherjee、C. L. Yu、D. E. Chang、A. S. Zibrov、P. R. Hemmer、H. Park 和 M. D. Lukin，《自然》450，402（2007年）。41. B. D. Busbee、S. O. Obare 和 C. J. Murphy，Advanced Materials 15，414（2003年）。42. P. Chen、T. W. Lo、Y. Fan、S. Wang、H. Huang 和 D. Lei，Advanced Optical Materials 8，1901233（2020年）。43. Y. H. Lee、L. L. Yu、H. Wang、W. J. Fang、X. Ling、Y. M. Shi、C. T. Lin、J. K. Huang、M. T. Chang、C. S. Chang、M. Dresselhaus、T. Palacios、L. J. Li 和 J. Kong，《纳米快报》13，1852（2013年）。

参考文献

1. K. F. Mak 和 J. Shan，《二维半导体过渡金属二硫属化物的光子学与光电子学》，《自然·光子学》。**10,**216（2016年）。2. A. W. Elshaari、W. Pernice、K. Srinivasan、O. Benson 和 V. Zwiller，《混合集成量子光子学电路》，《自然·光子学》。**14,** 285（2020年）。3. F. P. G. d. Arquer、D. V. Talapin、V. I. Klimov、Y. Arakawa、M. Bayer 和 E. H. Sargent，《半导体量子点：技术进展与未来挑战》，《科学》。**373,** eaaz8541（2021年）。4. D. Hallett、A. P. Foster、D. Whittaker、M. S. Skolnick 和 L. R. Wilson，《波导耦合纳米腔中的手性光–物质相互作用工程》，ACS Photonics。**9,** 706（2022年）。5. D. Chimene、D. L. Alge 和 A. K. Gaharwar，《用于生物医学应用的二维纳米材料：新兴趋势与未来展望》，Advanced Materials。**27,** 7261（2015年）。

6. C. Zhu、D. Du 和 Y. Lin，《用于光学生物传感和生物成像的石墨烯及类石墨烯二维材料：综述》，《二维材料》。2, 032004（2015年）。7. P. Cheben、R. Halir、J. H. Schmid、H. A. Atwater 和 D. R. Smith，《亚波长集成光子学》，《自然》。560, 565（2018年）。8. P. Lodahl、S. Mahmoodian、S. Stobbe、A. Rauschenbeutel、P. Schneeweiss、J. Volz、H. Pichler 和 P. Zoller，《手性量子光学》，《自然》。541, 473（2017年）。9. M. F. Picardi、A. V. Zayats 和 F. J. Rodriguez-Fortuno，《Janus偶极子和惠更斯偶极子：超越自旋-动量锁定的近场方向性》，《物理评论快报》120, 117402（2018年）。10. D. Jalas、A. Petrov、M. Eich、W. Freude、S. Fan、Z. Yu、R. Baets、M. Popović、A. Melloni、J. D. Joannopoulos、M. Vanwolleghem、C. R. Doerr 和 H. Renner，《什么是——以及什么不是——光隔离器》，《自然·光子学》。7, 579（2013年）。11. K. Xia、G. Lu、G. Lin、Y. Cheng、Y. Niu、S. Gong 和 J. Twamley，《利用不平衡量子耦合实现可逆非磁性单光子隔离》，《物理评论A》90, 043802（2014年）。12. C. Sayrin、C. Junge、R. Mitsch、B. Albrecht、D. O'Shea、P. Schneeweiss、J. Volz 和 A. Rauschenbeutel，《由冷原子内部状态控制的纳米光子学光隔离器》，《物理评论X》。5, 041036（2015年）。13. M. Scheucher、A. Hilico、E. Will、J. Volz 和 A. Rauschenbeutel，《由单个手性耦合原子控制的量子光学环行器》，《科学》。354, 1577（2016年）。14. I. Shomroni、S. Rosenblum、Y. Lovsky、O. Bechler、G. Guendelman 和 B. Dayan，《由单光子控制的单原子开关实现单光子全光路由》，《科学》。345, 903（2014年）。15. I. Sollner、S. Mahmoodian、S. L. Hansen、L. Midolo、A. Javadi、G. Kirsanske、T. Pregnolato、H. El-Ella、E. H. Lee、J. D. Song、S. Stobbe 和 P. Lodahl，《手性光子回路中的确定性光子-75（2015年）。16. H. l 络的
Ma odahl 和 A. S. Sørensen，《波导中的手性光-物质相互作用量子网络》，《物理评论快报》117, 240501（2016年）。18. R. Mitsch、C. Sayrin、B. Albrecht、P. Schneeweiss 和 A. Rauschenbeutel，《量子态控制的光子定向自发辐射进入纳米光子波导》，《自然·通讯》。5, 5713（2014年）。19. J. P. B. Mueller 和 F. Capasso，《金属表面附近偶极发射体的非对称表面等离激元发射》，《物理评论B辑》。88,（2013年）。20. R. J. Coles、D. M. Price、J. E. Dixon、B. Royall、E. Clarke、P. Kok、M. S. Skolnick、A. M. Fox 和 M. N. Makhonin，《嵌入量子发射体的纳米光子波导的手性及其单向自旋传输》，《自然·通讯》。7, 11183（2016年）。21. S. K. Chaubey、G. M. A、D. Paul、S. Tiwari、A. Rahman 和 G. V. P. Kumar，《耦合至等离激元纳米线-镜面腔的二硫化钨单层的定向发射》，《先进光子学研究》。2,（2021年）。22. S. H. Gong、F. Alpeggiani、B. Sciacca、E. C. Garnett 和 L. Kuipers，《通过光学自旋-轨道耦合实现纳米尺度手性谷-光子界面》，《科学》。359, 443（2018年）。23. A. Woo、J. Sung 和 S. H. Gong，《通过介质波导实现过渡金属二硫族化合物中谷信息的长程定向传输》，Optics Express。29, 10688（2021年）。24. S. H. Gong、I. Komen、F. Alpeggiani 和 L. Kuipers，《通过横向光学自旋对谷赝自旋进行纳米尺度光学寻址》，《纳米快报》。20, 4410（2020年）。25. Z. Yang、S. Aghaeimeibodi 和 E. Waks，《利用过渡金属二硫族化合物中的自旋-谷态实现手性光-物质相互作用》，Optics Express。27, 21367（2019年）。26. L. Sun、C.-Y. Wang、A. Krasnok、J. Choi、J. Shi、J. S. Gomez-Diaz、A. Zepeda、S. Gwo、C.-K. Shih、A. Alù 和 X. Li，"使用亚波长非对称沟槽阵列分离 MoS_2 单层中的谷激子"，Nature Photonics。**13，**180（2019年）。27. T. Chervy、S. Azzini、E. Lorchat、S. Wang、Y. Gorodetski、J. A. Hutchison、S. Berciaud、T. W. Ebbesen 和 C. Genet，"室温下谷激子与自旋-动量锁定表面等离激元的手性耦合"，ACS Photonics。**5，**1281（2018年）。28. F. Zhang、J. Ren、L. Shan、X. Duan、Y. Li、T. Zhang、Q. Gong 和 Y. Gu，"耦合纳米光子结构中的手性腔量子电动力学"，《物理评论A》。**100，**（2019年）。29. L. Shan、J. Ren、Q. Zhang、Q. Liu、Y. Ma、Q. Gong 和 Y. Gu，"强耦合光子–发射体系统中非经典光的产生与调制"，Photonics Research。**10，**（2022年）。30. J. Petersen、J. Volz 和 A. Rauschenbeutel，"基于光的自旋-轨道相互作用的手性纳米光子波导界面"，《科学》。**346，**67（2014年）。31. S. Guddala、M. Khatoniar、N. Yama、W. X. Liu、G. S. Agarwal 和 V. M. Menon，"双曲超材料中二维激子谷霍尔效应的光学模拟"，Optica。**8**，50（2021年）。32. H. Yu、Y. Peng、Y. Yang 和 Z.-Y. Li，"等离激元增强的光–物质相互作用及其应用"，npj Computational Materials。**5**，1（2019年）。33. T. Wen、W. Zhang、S. Liu、A. Hu、J. Zhao、Y. Ye、Y. Chen、C. W. Qiu、Q. Gong 和 G. Lu，"调控等离激元天线夹层中的 MoS_2 单层的谷极化发射"，《科学进展》。**6，**e-aao0019（2020年）。34. C. Han 和 J. Ye，"与等离激元锯齿形纳米狭缝阵列耦合的 WS_2 单层的偏振共振发射"，《自然·通讯》。**11，**713 2020（）。35. Z. Wu、J. Li、X. Zhang、J. M. Redwing 和 Y. Zheng，"通过手性珀塞尔效应对单层半导体中谷动力学进行室温主动调制"，《先进材料》。**31，**e1904132（2019年）。36. Y. Wang、X. Wu 和 P. Wang，"单个等离激元纳米线中的非对称腔模调控"，Journal of Lightwave Technology。**39，**5855（2021年）。37. L. Shan、F. Zhang、J. Ren、Q. Zhang、Q. Gong 和 Y. Gu，"手性间隙等离激元-发射体系统中具有纳米尺度非互易光子传输的大幅珀塞尔增强"，Optics Express。**28，**33890（2020年）。38. K. Y. Bliokh、F. J. Rodríguez-Fortuño、F. Nori 和 A. V. Zayats，"光的自旋–轨道相互作用"，Nature Photonics。**9，**796（2015年）。39. P. B. Johnson 和 R. W. Christy，"贵金属的光学常数"，《物理评论B辑》。**6，**4370（1972年）。40. A. V. Akimov、A. Mukherjee、C. L. Yu、D. E. Chang、A. S. Zibrov、P. R. Hemmer、H. Park 和 M. D. Lukin，"与量子点耦合的金属纳米线中单个光学等离激元的产生"，《自然》。**450，**402（2007年）。41. B. D. Busbee、S. O. Obare 和 C. J. Murphy，"高长径比金纳米棒的改进合成方法"，Advanced Materials。**15，**414（2003年）。42. P. Chen、T. W. Lo、Y. Fan、S. Wang、H. Huang 和 D. Lei，"通过光子自旋-轨道相互作用实现谷激子与光的手性耦合"，Advanced Optical Materials。**8**，1901233（2020年）。43. Y. H. Lee、L. L. Yu、H. Wang、W. J. Fang、X. Ling、Y. M. Shi、C. T. Lin、J. K. Huang、M. T. Chang、C. S. Chang、M. Dresselhaus、T. Palacios、L. J. Li 和 J. Kong，"在多种表面上合成和转移单层过渡金属二硫化物"，《纳米快报》。**13，**1852（2013年）。