

非均匀镀膜微球产生的光子纳米喷流特性研究*

贾睿¹⁾²⁾³⁾⁴⁾ 杨智焜^{1)2)3)†} 潘晓燕¹⁾²⁾³⁾⁴⁾ 彭起^{1)2)3)4)‡}

1) (中国科学院光场调控科学技术全国重点实验室, 成都 610209)

2) (中国科学院光束控制重点实验室, 成都 610209)

3) (中国科学院光电技术研究所, 成都 610209)

4) (中国科学院大学, 北京 100049)

(2024 年 10 月 10 日收到; 2025 年 2 月 17 日收到修改稿)

光子纳米喷流, 近年来逐渐引起科研人员的关注. 它具有独特的性质, 例如高强度、高局域性和亚波长尺度的聚焦能力, 是一种具有波长量级强聚焦的光束. 由于光子纳米喷流聚焦处的半高全宽通常可以超越衍射极限, 且可以保持较长距离的高强度喷流, 因而光子纳米喷流能够显著提高成像分辨率. 本研究通过数值模拟的方法探讨了非均匀镀膜微球在不同覆盖面积、照射角度及不同浸没介质折射率下, 光子纳米喷流的特性. 结果表明, 非均匀镀膜微球能产生具有“S”型与“Y”型光子钩特性和超衍射极限的光子纳米喷流, 并在特定条件下触发谐振现象. 这一研究为非均匀镀膜微球在超分辨成像等领域的应用提供了理论支持.

关键词: 光子纳米喷流, 亚波长聚焦, 超分辨成像, Mie 氏散射**PACS:** 42.25.-p, 42.25.Dd, 42.25.Fx, 68.49.-h**DOI:** 10.7498/aps.74.20241424**CSTR:** 32037.14.aps.74.20241424

1 引言

光子纳米喷流 (photonic nanojets, PNJ) 近年来逐渐引起科研人员的关注, 其是一种具有波长量级聚焦的强光束, PNJ 可通过照射微米级别的球体、椭球体、圆柱体、圆盘等结构产生, 其具有超常的局部场增强和亚波长聚焦能力, 这种独特的物理现象为突破传统光学的衍射极限、实现超分辨成像提供了新的技术路径. 在超分辨成像领域, PNJ 能够显著提高成像分辨率, 使得研究人员能够观察到先前无法分辨的结构和细节, 这对于生物医学研究、材料科学以及纳米技术的发展具有深远的影响. 由于 PNJ 聚焦处的半高全宽 (full width at

half maximum, FWHM) 通常可以小于衍射极限, 且可以保持较长距离的高强度喷流, 因而在诸多光学相关应用中有较大的研究价值, 比如超分辨成像、微纳光学调控、微纳结构光刻、超高密度光储存等^[1-3].

2004 年, Chen 等^[4]首先提出了 PNJ 这一概念, 他们通过理论计算, 得出当一束光照射纳米微柱时, 其背光侧会产生一束聚焦的光子流, 从而引起了科研人员的注意. 2009 年, Lee 等^[5]首次在微球透镜中观测到了超分辨成像, 同时使用时域有限差分法对微球的聚焦现象进行了仿真计算, 发现微球尺寸较小时, 由于瑞利散射从而使得光线不能形成汇聚; 但随着微球尺寸增加, 对光线的汇聚能力变强, 焦点位置也开始远离微球表面, 这样的特性

* 中国科学院重点实验室基金 (批准号: CXJJ-22S008) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yzktst@163.com

‡ 通信作者. E-mail: phiqi@163.com

体现了微球透镜在超分辨成像中的潜力. 2011 年, Wang 等^[6]报道了直径为 2—9 μm 的二氧化硅 (SiO_2) 微球可以克服白光衍射极限, 实现对 50 nm 的多孔氧化铝和周期为 300 nm 的蓝光光碟条纹的观察, 通过仿真与实验开展了微球超分辨成像机理研究. 2011 年, Hao 等^[7]发现当微球浸没时, 成像效果会随着浸没介质不同而改变. 基于此前对浸没介质的研究, 2013 年, Lee 等^[8]报道了不同浸没介质对微球成像的影响, 并对不同浸没介质时 PNJ 的特性进行了仿真研究, 发现微球超分辨能力与 PNJ 的作用距离有关. 2015 年, Allen^[9]等在使用聚二甲基硅氧烷 (polydimethylsiloxane, PDMS) 包裹住钛酸钡 (BaTiO_3 glass, BTG) 微球形成薄膜在微球表面, 这种薄膜可以通过异丙酮的挥发来改变微球到样品表面的距离, 从而达到超分辨率选区及成像的目的, 然而 PDMS 形成的薄膜对 BTG 微球成像性能影响较大, 包括 PDMS 的蒸发速率、表面湿润性和微球定位, 这种复杂性导致成像结果的不一致且实验结果不够稳定, 无法进行长时间的动态成像实验. 2017 年, Liu 和 Lo^[10]使用核壳微纤维 (core-shell microfibers) 实现了大面积超分辨率光学成像, 利用金属壳层表面的等离子体激元来调整光子纳米射流的强度与分布, 从而实现高强度聚焦和超分辨率成像, 然而其成像方向受限于微纤维的结构, 且纤芯折射率的变化可能导致光束散射无法有效聚焦. 2019 年, Yang 等^[11]提出了一种基于银膜 (Ag film) 覆盖的玻璃基底进行超分辨率成像的方法, 他们结合 BTG 微球和表面等离子体共振效应实现了远超衍射极限的成像效果, 同时实验设计结合了三种不同基底 (银膜玻璃、多层介电膜玻璃、普通玻璃) 的对比, 验证了银膜在成像中的独特作用. 2020 年, Cao 等^[12]研究了金属-介电纳米结构在微球辅助超分辨率成像中的表面等离子体增强效应, 通过在 SiO_2/Ag 纳米壳阵列顶部表面沉积薄介电膜形成增强的近场电场效应, 展示了表面等离子体与微球的相互作用对成像质量的影响, 然而这种利用 PDMS 聚合物耦合的方式相较于表面金属镀膜更为复杂, 受环境影响较大. 2020 年, Liu 等^[13]通过在高折射率 BTG 微球表面均匀镀膜聚苯乙烯 (polystyrene, PS) 涂层来改善微球超分辨成像, 实现了 PNJ 的强度的增强和集中性, 但这种镀膜方式导致镀膜微球仅能在液体介质中进行实验. 2022 年, Xu 等^[14]从理论上和实验上证明,

当介电微球上涂覆金属 Al 薄膜时, 可以产生具有钩状结构光束, 因此经过特殊设计的 Al 薄膜, 可以从非均匀镀膜微球中产生光子钩, 而单一非均匀镀膜产生的光子钩特性较为单一, 限制了其应用场景, 并且没有系统研究镀膜微球中的谐振现象, 没有注意到谐振现象对 PNJ 性质的影响.

本文主要研究了非均匀镀膜微球产生的 PNJ 的特性. 通过 Mie 氏散射理论分析和数值模拟, 探究了非均匀镀膜微球不同覆盖面积、入射角度及浸没介质折射率对 PNJ 特性的影响. 通过仿真和实验结果发现, 非均匀镀膜微球产生的 PNJ 不仅具有“S”型与“Y”型光子钩特性, 还具有超越衍射极限的 FWHM, 且在特定条件下产生了强度较高的谐振现象. 这一研究为利用非均匀镀膜微球产生 PNJ, 并应用于超分辨成像等光学领域提供了理论基础和实验依据. 本文通过调整非均匀镀膜覆盖面积、入射角度及浸没介质折射率来获得不同特性的 PNJ, 将获得 PNJ 最优化设计结果.

2 基本原理

基于麦克斯韦波方程的 Mie 氏散射理论主要描述光波与球形粒子相互作用时的散射及吸收现象, 尤其适用于粒子尺寸与入射光波长相近的情况, 为分析 PNJ 产生机制提供了理论基础. PNJ 的特征有焦点、短焦距及较小的 FWHM, 表现为高度局域化的光场集中, 这一性质在超分辨成像和光操控等领域极具应用价值. 而表面等离子体激元, 作为金属-介质界面上的电磁波, 通过在纳米尺度上局域电磁场, 不仅增强了 PNJ 的局部电磁场强度, 而且能够调节 PNJ 的传播方向和焦点特性, 从而在纳米光学和光子集成电路等领域进一步拓展了 PNJ 的应用范围. 这种相互作用指出了 Mie 散射理论在理解 PNJ 产生机制时的重要性, 同时也强调了表面等离子体激元在调控 PNJ 形成与特性中的重要影响.

2.1 Mie 氏散射理论

非均匀镀膜微球对光场的亚波长聚焦作用可以视作是光与物质之间的相互作用. 电磁场理论是分析光与物质之间相互作用的基础, 而麦克斯韦方程组又是电磁场理论的基础, 简言之研究光与物质的相互作用基础便是麦克斯韦方程组. 而非均匀镀膜

微球作为与光波长相差量级不大的微纳结构, 采用 Mie 氏散射理论分析光场入射时的情况更为合适^[15].

球坐标系标量波动方程的标量解为^[16]

$$\begin{aligned}\psi_{\text{emn}} &= \cos(m\varphi)P_n^m(\cos\theta)z_n(kr), \\ \psi_{\text{omn}} &= \sin(m\varphi)P_n^m(\cos\theta)z_n(kr),\end{aligned}\quad (1)$$

其中, 下标 e 和 o 分别用来表示偶函数和奇函数, $z_n(kr)$ 代表贝塞尔球函数, 包括球 Bessel 函数 $j_n(kr)$ 、球 Neumann 函数 $y_n(kr)$ 、第一类 Hankel 函数 $h_n^1(kr)$ 、第二类球 Hankel 函数 $h_n^2(kr)$, $P_n^m(\cos\theta)$ 是第一类阶数为 n ($n = 1, 2, \dots$) 且级数为 m ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) 的 Legendre 函数.

由 Ψ_{emn} 和 Ψ_{omn} 可以对矢量波球函数求解:

$$\begin{aligned}\mathbf{M}_{\text{emn}} &= \nabla \times (\mathbf{r}\psi_{\text{emn}}), \\ \mathbf{M}_{\text{omn}} &= \nabla \times (\mathbf{r}\psi_{\text{omn}}), \\ \mathbf{N}_{\text{emn}} &= k^{-1} \cdot \nabla \times \mathbf{M}_{\text{emn}}, \\ \mathbf{N}_{\text{omn}} &= k^{-1} \cdot \nabla \times \mathbf{M}_{\text{omn}}.\end{aligned}\quad (2)$$

将 Ψ_{emn} 和 Ψ_{omn} 代入 M_{emn} 和 M_{omn} 并拓展可以得到矢量波球函数的解为

$$\begin{aligned}\mathbf{M}_{\text{emn}}(kr, \theta, \varphi) &= \frac{-m}{\sin\theta} \sin(m\varphi)P_n^m(\cos\theta)z_n(kr)\mathbf{e}_\theta \\ &\quad - \cos(m\varphi)\frac{dP_n^m(\cos\theta)}{d\theta}z_n(kr)\mathbf{e}_\varphi,\end{aligned}\quad (3)$$

$$\begin{aligned}\mathbf{M}_{\text{omn}}(kr, \theta, \varphi) &= \frac{m}{\sin\theta} \cos(m\varphi)P_n^m(\cos\theta)z_n(kr)\mathbf{e}_\theta \\ &\quad - \sin(m\varphi)\frac{dP_n^m(\cos\theta)}{d\theta}z_n(kr)\mathbf{e}_\varphi,\end{aligned}\quad (4)$$

$$\begin{aligned}\mathbf{N}_{\text{emn}}(kr, \theta, \varphi) &= \frac{n(n+1)}{kr} \cos(m\varphi)z_n(kr)P_n^m(\cos\theta)\mathbf{e}_r \\ &\quad + \cos(m\varphi)\frac{1}{kr} \frac{d[rz_n(kr)]}{dr} \frac{dP_n^m(\cos\theta)}{d\theta} \mathbf{e}_\theta \\ &\quad - m \sin(m\varphi)\frac{1}{kr} \frac{d[rz_n(kr)]}{dr} \frac{P_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} \mathbf{e}_\varphi,\end{aligned}\quad (5)$$

$$\begin{aligned}\mathbf{N}_{\text{omn}}(kr, \theta, \varphi) &= \frac{n(n+1)}{kr} \cos(m\varphi)z_n(kr)P_n^m(\cos\theta)\mathbf{e}_r \\ &\quad + \sin(m\varphi)\frac{1}{kr} \frac{d[rz_n(kr)]}{dr} \frac{dP_n^m(\cos\theta)}{d\theta} \mathbf{e}_\theta \\ &\quad + m \cos(m\varphi)\frac{1}{kr} \frac{d[rz_n(kr)]}{dr} \frac{dP_n^m(\cos\theta)}{d\theta} \mathbf{e}_\varphi.\end{aligned}\quad (6)$$

通过 (3) 式—(6) 式及其级数则可以得到任意场函数的解, 通过这些方程可以对微粒散射进行求解.

2.2 PNJ 的特征

PNJ 的特征, 主要有 FWHM、焦点 (最大光强点)、焦距 (最大光强点位置与球心的距离)、工作距离等^[17]. 如图 1 所示, 平面波照射微球时, 微球背光面产生了一个亚波长聚焦光束. 亚波长聚焦光束就是 PNJ, PNJ 光强最大点即为焦点, 从微球球心到焦点的距离为 PNJ 的焦距. FWHM 是光强最大位置处光强最大值一半的纵向距离, 是通俗意义上 PNJ 的束腰. 工作距离为 PNJ 焦点到 PNJ 强度衰减为最大值强度的 $1/e^2$ 时的距离. 本研究中主要采用时域有限差分法来测算 PNJ 的各项特征.

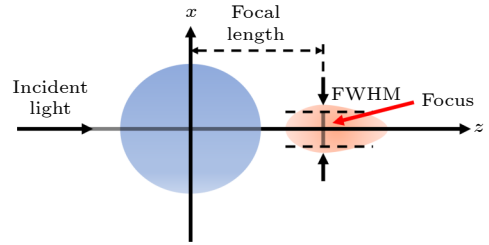


图 1 PNJ 的特征
Fig. 1. Characteristics of PNJ.

2.3 表面等离子激元

表面等离子激元 (surface plasmon) 是一种存在于金属介质表面的特殊电子传播模式, 其是一种由入射到介质表面的电磁波与介质表层电子相互作用形成的自由电子群振荡模式. 表面等离子激元通常在折射率相反的界面处产生 (通常为金属表面), 其主要是入射到金属介质表面的光激发金属表面的自由电子沿界面垂直方向振荡, 这种集群振荡的自由电子进而形成了在金属表面传播的波. 金属介质表面等离子条件为

$$\mathbf{q}(\omega) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}, \quad (7)$$

式中, ω/c 为光波入射波矢; 激发的表面等离子激元的波矢为 $\mathbf{q}(\omega)$ ^[18]; ε_1 为金属的介电常数, ε_2 为介质的介电常数, 当 $\varepsilon_1 < 0$ 且 $|\varepsilon_1| > \varepsilon_2$ 时表面等离子激元出现.

表面等离子激元传播于形成它的金属介质界面, 而由于金属对光波的吸收效应, 通常表面等离子激元的传播距离很小, 基本为几十微米, 而在垂

表 1 不同镀膜模型比较
Table 1. Comparison of different patchy models.

微球模型	文献	类型	优点	缺陷	应用意义
PDMS包覆BaTiO ₃ 玻璃微球	[9]	均匀镀膜	通过异丙醇挥发调节距离	蒸发速率不稳定, 表面湿润性控制差, 无法长时间动态成像	为超分辨率显微成像提供了一种新的途径
核壳微纤维	[10]	均匀镀膜	大面积超分辨成像, 等离子体效应增强聚焦, 高强度聚焦	成像方向受限, 纤芯折射率变化可导致散射	展示了通过结构设计来增强成像分辨率的可能性
金属-介电纳米结构	[12]	非均匀镀膜	增强的近场效应, 有效的等离子体-微球相互作用	PDMS聚合物耦合方式复杂, 环境影响大	增强的近场电场效应提供了一种新的超分辨率成像技术
PS涂层BTG微球	[13]	均匀镀膜	增强PNJ强度, 改善聚焦效果, 提升超分辨成像效果	仅能在液体介质中进行实验	在液体介质中实现了更高的分辨率成像
AI薄膜包覆介电微球	[14]	非均匀镀膜	光子钩提升成像效果, 提供新的PNJ应用	未系统研究谐振现象	为非均匀镀膜微球的应用提供了新的可能性
非均匀镀膜微球	本文	非均匀镀膜	特性优化的光子钩, 提升超分辨成像性能, 谐振现象提升聚焦强度		为优化PNJ设计提供了重要依据, 将谐振现象引入PNJ特性分析

直方向上传播距离 (即趋肤深度) 则为几十纳米^[19-21], 这样的传播特性表现出了良好的局域场特性. 表面等离子激元在金属-介电界面激发局域化的电磁场, 显著增强了微球或微结构附近的光场强度, 从而提升成像对比度和分辨率. 同时表面等离子激元将入射光限制在纳米尺度的区域内, 形成高度局域化的 PNJ 或光子钩, 进一步改善超分辨率成像性能, 在超分辨成像领域得到了广泛运用^[22].

3 数值模拟分析

本文采用的非均匀镀膜模型的选择基于表面等离子激元效应. 已有研究表明, 金属镀膜在改善光学成像性能方面具有独特优势, 例如增强与样品界面的光场强度, 提高分辨率, 且提供了无标记成像能力^[14,23-25]. 如表 1 所列, 与其他均匀、非均匀镀膜模型相比, 本文采用的非均匀镀膜模型优化了 PNJ 特性, 并具体研究了谐振现象对 PNJ 特性的贡献.

本文采用时域有限差分法来研究非均匀镀膜微球产生的 PNJ. 通过 FDTD 软件进行数值模拟, 分析非均匀镀膜面积、入射光入射角度以及浸没介质的折射率对 PNJ 特性的影响. 通过理论分析、数值模拟相结合, 本文全面研究了非均匀镀膜微球产生 PNJ 的特性, 并取得了重要的发现.

3.1 非均匀镀膜覆盖面积及入射光角度的影响

本文的非均匀镀膜对微球的覆盖面积占比分

别为 27%, 48%, 69%, 通过改变入射光入射角度以形成倾斜照明, 倾斜照明的角度分别为 30°, 23.57°, 17.46°, 11.54°, 5.94°, 0°, -5.94°, -11.54°, -17.46°, -23.57°, -30°. 微球的直径为 4 μm, 折射率为 2.2, 浸没介质折射率为 1.33, 镀膜材料为 Ag, 镀膜厚度为 100 nm, 入射光采用波长为 550 nm 的平面波入射. 仿真示意如图 2 所示.

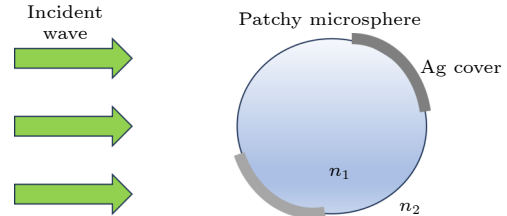


图 2 非均匀镀膜微球仿真示意图
Fig. 2. Simulation diagram of patchy microspheres.

所设计的非均匀镀膜微球详细参数如图 3 所示. 图 3(a) 为非均匀镀膜微球的横截面图, 上半部分镀膜对应圆周角为 85°, 下半部分镀膜对应圆周角为 87°, 镀膜面积占比分别为 27%, 48%, 69% 的非均匀镀膜微球分别如图 3(b)–(d) 所示.

非均匀镀膜微球镀膜面积占比为 27%, 倾斜照明角度为 30° 时的电场强度横截面图如图 4(a) 所示. 倾斜照明角度分别为 30°, 23.57°, 17.46°, 11.54°, 5.94°, 0°, -5.94°, -11.54°, -17.46°, -23.57°, -30° 时 PNJ 的焦距和 FWHM 变化如图 4(b) 所示. 可以看到, 当倾斜角度为 11.54°, 5.94°, 0°, -5.94° 时, FWHM 较小. 这是因为 PNJ 提前在微球内部形成, 没有出射微球表面, 未发生折射等. 如图 4(c)

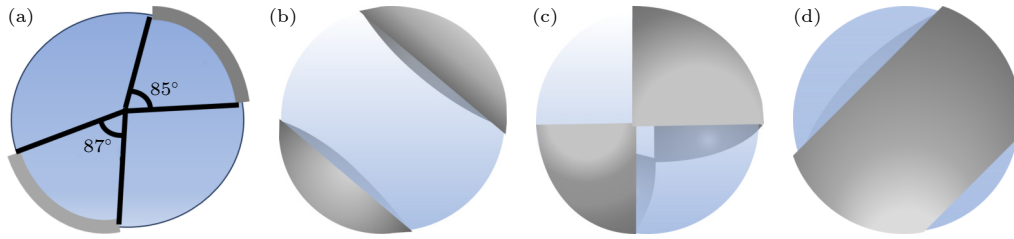


图3 非均匀镀膜微球示意图 (a) 横截面图; (b) 镀膜面积占比为 27%; (c) 镀膜面积占比为 48%; (d) 镀膜面积占比为 69%

Fig. 3. Schematic diagram of patchy microspheres: (a) Cross sectional view; (b) the patchy area is 27%; (c) the patchy area is 48%; (d) the patchy area is 69%.

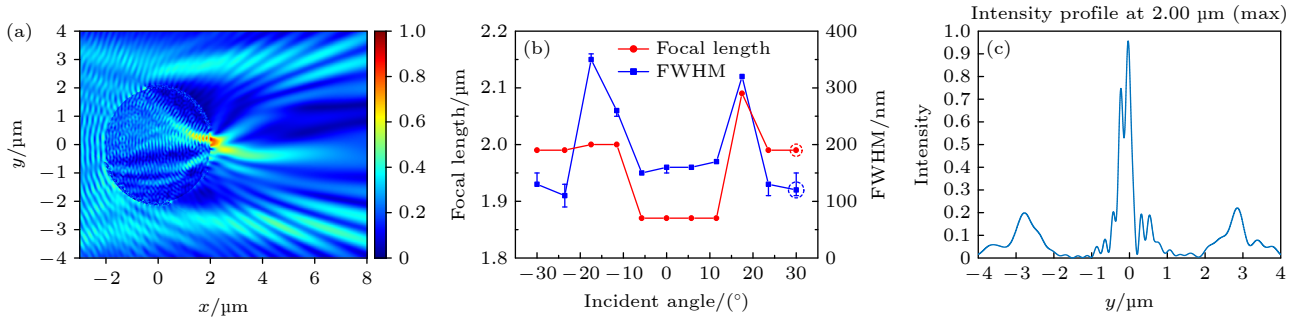


图4 非均匀镀膜微球镀膜面积占比为 27% 时 PNJ 的特征 (a) 倾斜照明角度为 30° 时的电场强度横截面图; (b) PNJ 的焦距和 FWHM 随倾斜照明角度的变化; (c) 倾斜照明角度为 -17.46° 时焦点处强度分布随 y 的变化

Fig. 4. Characteristics of PNJ when the coating area ratio is 27%: (a) Cross-sectional view of electric field intensity when the angle of oblique illumination is 30° ; (b) the variety of the focal length and FWHM of PNJ with the change of oblique illumination angle; (c) intensity distribution at focal point with y when oblique illumination is -17.46° .

所示, 在倾斜照明角度为 -17.46° 时, FWHM 较大, 则是因为 PNJ 在形成的过程中发生“交叉汇合”, 产生旁瓣影响. 在倾斜照明角度为 17.46° 时, PNJ 在球外较远处生成, 因折射等原因导致 FWHM 较大. 在仿真中, 当倾斜角度为 30° 时, PNJ 的焦距为 $1.99 \mu\text{m}$, FWHM 为 120 nm , 为非均匀镀膜微球镀膜面积占比为 27% 时的最佳 PNJ. 此时 PNJ 聚焦最强的位置接近微球表面, FWHM 超过衍射极限 (大约为 $\lambda/2 \approx 275 \text{ nm}$), 然而此时光子纳米喷流在出射后无法维持较好的特性, 失去光子钩特征, 且形成了一个较大的旁瓣.

非均匀镀膜微球镀膜面积占比为 48%, 倾斜照明角度为 -5.74° 时的电场强度横截面图如图 5(a) 所示. 倾斜照明角度分别为 23.57° , 17.46° , 11.54° , 5.74° , 0° , -5.74° , -11.54° , -17.46° , -23.57° 时 PNJ 的焦距和 FWHM 变化如图 5(b) 所示. 如图 5(c) 所示, 当倾斜照明角度为 0° 时, 由于 PNJ 在球表面对称形成, 导致 PNJ 的 FWHM 变大; 如图 5(d) 所示, 在 30° (左图) 和 -30° (右图) 时光束未形成良好汇聚, 未形成良好 PNJ, 因而未作统计. 如图 5(e) 所示, 在倾斜照明角度为 11.54° 时, FWHM 较大, 则是因为 PNJ 在形成的过程中发生“交叉汇合”, 产

生旁瓣影响. 在仿真中, 当倾斜照明角度为 -5.74° 时, 光子纳米喷流的焦距为 $2.0 \mu\text{m}$, FWHM 为 190 nm , 为非均匀镀膜微球镀膜面积占比为 48% 时的最佳光子纳米喷流, 此时 PNJ 聚焦最强的位置接近微球表面, 且 FWHM 超过衍射极限, 且光子钩较为明显.

非均匀镀膜微球镀膜面积占比为 69% 时, 倾斜照明角度为 -5.74° 时的电场强度横截面图如图 6(a) 所示. 倾斜照明角度分别为 30° , 23.57° , 17.46° , 11.54° , 5.74° , 0° , -5.74° , -11.54° , -17.46° , -23.57° , -30° 时 PNJ 的焦距和 FWHM 变化如图 6(b) 所示. 如图 6(c) 所示, 倾斜照明角度为 0° 时, 由于“交叉汇合”现象, 在焦点处形成“Y”型 PNJ, 主峰的 FWHM 较小, 然而主峰旁的旁瓣强度较高, 会对 PNJ 的应用造成显著影响; 而在倾斜照明角度为 30° , 23.57° 和 -30° , -23.57° 等时 PNJ 在球外形成, FWHM 较大. 在仿真中, 倾斜照明角度为 -5.74° 时, PNJ 的焦距为 $2 \mu\text{m}$, FWHM 为 180 nm , 为非均匀镀膜微球镀膜面积占比为 69% 时的最佳 PNJ, 此时 PNJ 聚焦最强的位置接近微球表面, 如图 6(d) 所示, 此时 PNJ 主峰更为突出强度较大, 旁瓣影响较 0° 时小, 且 FWHM 超过衍射极限.

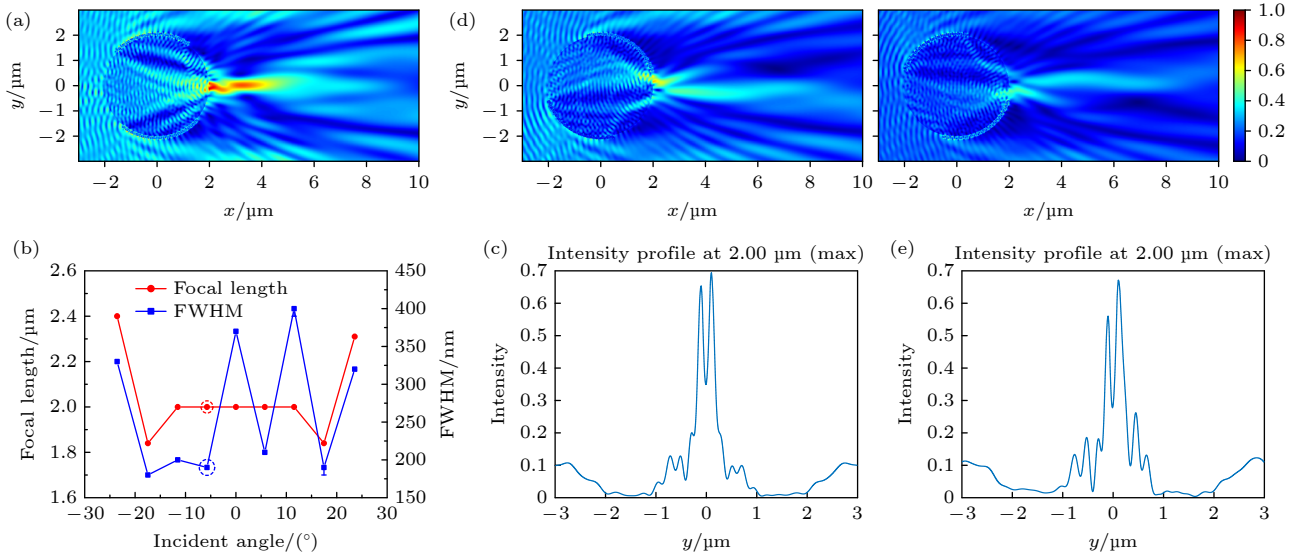


图 5 非均匀镀膜微球镀膜面积占比为 48% 时 PNJ 的特征 (a) 倾斜照明角度为 -5.74° 时的电场强度横截面图; (b) PNJ 的焦距和 FWHM 随倾斜照明角度的变化; (c) 倾斜照明角度为 0° 时焦点处强度分布随 y 的变化; (d) 倾斜照明角度为 30° 和 -30° 时的电场强度横截面图; (e) 倾斜照明角度为 11.54° 时焦点处强度分布随 y 的变化

Fig. 5. Characteristics of PNJ when the coating area ratio is 48%: (a) Cross-sectional view of electric field intensity when the oblique illumination angle is -5.74° ; (b) the variation of the focal length and FWHM with the oblique illumination angle; (c) the intensity distribution at focal point with y when the oblique illumination angle is 0° ; (d) the cross-sectional view of electric field intensity when the oblique illumination angle is 30° and -30° ; (e) the intensity distribution at focal point with y when the oblique illumination angle is 11.54° .

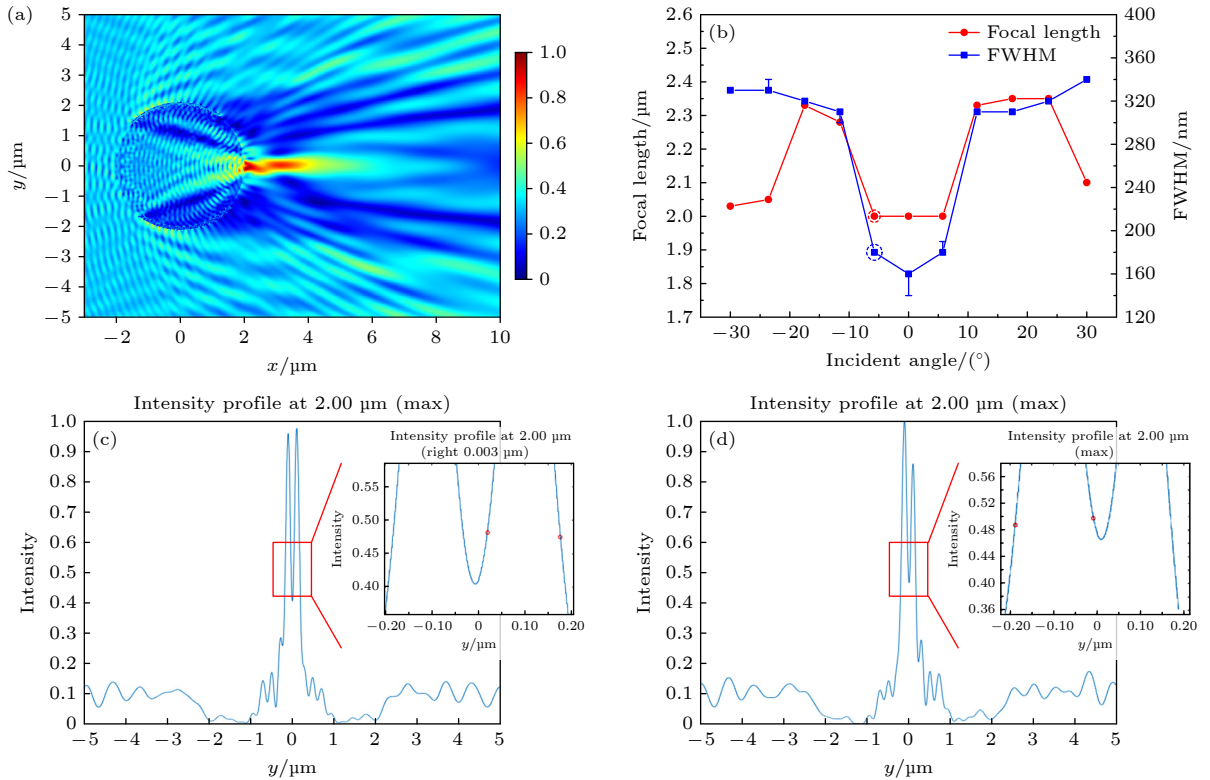


图 6 非均匀镀膜微球镀膜面积占比为 69% 时 PNJ 的特征 (a) -5.74° 时的电场强度横截面图; (b) PNJ 的焦距和 FWHM 随倾斜照明角度的变化; (c) 倾斜照明角度为 0° 时焦点处强度分布随 y 的变化; (d) 倾斜照明角度为 -5.74° 时焦点处强度分布随 y 的变化

Fig. 6. Characteristics of PNJ when the coating area ratio is 48%: (a) Cross-sectional view of electric field intensity when the oblique illumination angle is -5.74° ; (b) the variation of the focal length and FWHM with the oblique illumination angle; (c) the intensity distribution at focal point with y when the oblique illumination angle is 0° ; (d) the intensity distribution at focal point with y when the oblique illumination angle is -5.74° .

从上文结果可以看到, 在微球尺寸相同时, 非均匀镀膜微球镀膜面积占比为 69% 时 PNJ 的性能更为优越, 且在倾斜照明角度为 -5.74° 时, PNJ 获得最佳性能, 此时 PNJ 焦点位于微球表面, FWHM 仅为 180 nm, 未来可用于微球辅助超分辨率成像。

3.2 不同浸没介质折射率的影响

基于前文的研究, 本文采用非均匀镀膜微球镀膜面积占比为 69%, 倾斜照明角度为 -5.74° 进行仿真, 微球的直径为 $4\text{ }\mu\text{m}$, 折射率为 2.2, 镀膜材料为 Ag, 镀膜厚度为 100 nm, 入射光采用波长为 550 nm 的平面波入射. 通过改变浸没介质折射率来达到不同的折射率比. 仿真示意如图 7 所示。

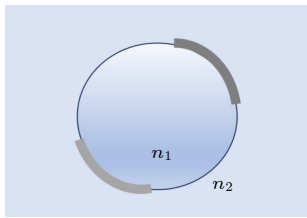


图 7 浸没介质与非均匀镀膜微球的折射率比示意图
Fig. 7. Schematic diagram of the refractive index ratio between immersion medium and patchy microspheres.

首先, 通过设置浸没介质折射率将非均匀镀膜微球与浸没介质的折射率比例分别调整为 1.1, 1.2, 1.3, 1.4, 1.5, 1.6, 1.7, 1.8, 1.9, 2.0, 折射率比为 1.1, 1.4, 1.7, 2.0 时的电场强度横截面图分别如图 8(a)–(d) 所示, 而 PNJ 的焦距与 FWHM 随折射率比的变化如图 9 所示. 由图 9 可知, 随着折射率比的变化, 微球产生的 PNJ 特性发生了不同的变化, 随着折射率比的增大, PNJ 的焦距和 FWHM 呈现减小的趋势; 从当折射率比为 1.4 时, PNJ 的焦距为 $1.98\text{ }\mu\text{m}$, FWHM 为 180 nm, 为最佳 PNJ, 此时 PNJ 聚焦最强的位置接近微球表面, 且 FWHM 超过衍射极限。

从图 8(b) 可以看到, 在折射率比为 1.4 时, PNJ 的形成与其他折射率比时的情况略有不同, 在微球内部产生了谐振现象, 所形成的 PNJ 的形状也有了显著变化, 产生了能量中部截断的现象. 为了探究这种现象的产生, 本文在又将折射率比分别调整为 1.32, 1.34, 1.36, 1.38, 1.42, 1.44, 1.48, 进行了更细致的仿真, 发现折射率比为 1.34, 1.36, 1.38, 1.44 时, PNJ 的形状中部截断, 即电场强度骤减, 此后强度又增强, 维持 PNJ 的“S”型场强分布,

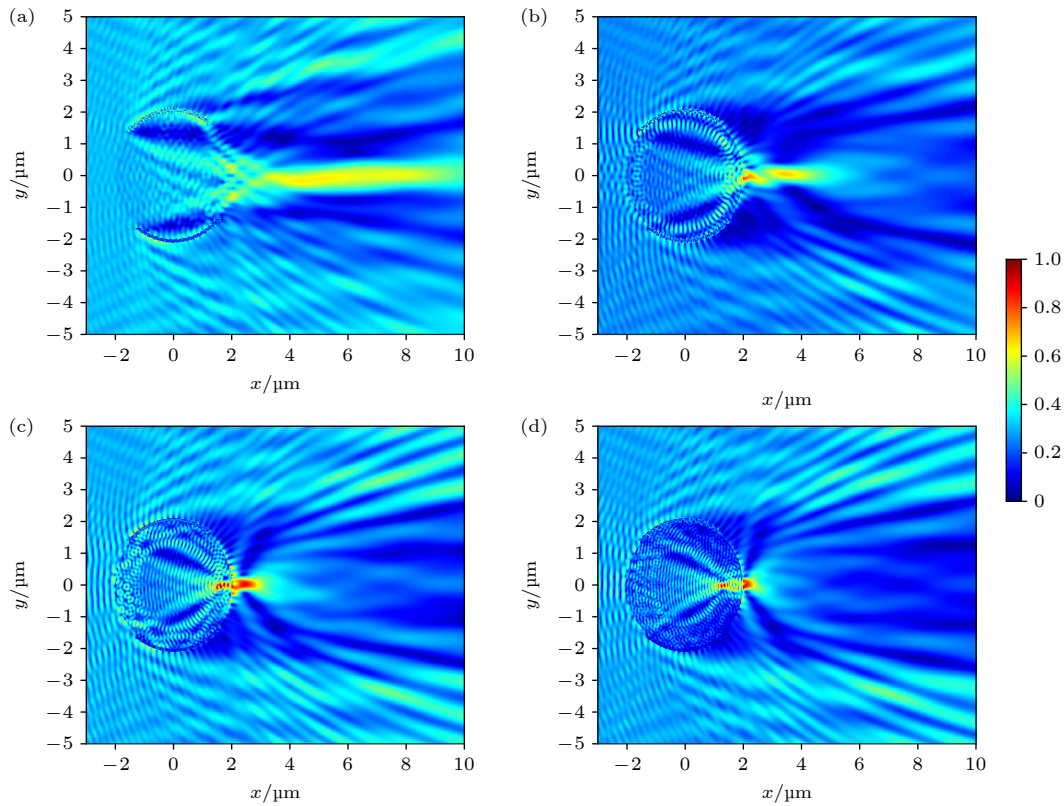


图 8 电场强度横截面图 (a) 折射率比为 1.1; (b) 折射率比为 1.4; (c) 折射率比为 1.7; (d) 折射率比为 2.0

Fig. 8. Electric field intensity cross-section diagram: (a) The refractive index ratio is 1.1; (b) the refractive index ratio is 1.4; (c) the refractive index ratio is 1.7; (d) the refractive index ratio is 2.0.

分别如图 10(a)—(d) 所示. 而折射率比为 1.48 时谐振现象则更为显著, 如图 11 所示. 而在光子纳米喷射流发生中部截断的情况中, 本文也注意到了微球表面的电场强度交叉汇合现象, 本文称之为“Y”型场强分布, 局部放大图如图 10(e)—(h) 所示. 本文推测, 由于金属与介质表面形成的等离子激元, 其对非均匀镀膜微球产生的 PNJ 的形成造成显著影响, 从而导致了微球表面“Y”型场强分布的形成, 而这种不均匀的场强分布进一步导致 PNJ

在自由空间传播时的中部截断, 进而形成“S”型场强分布, 形成独特的“S”型光子钩. 而在等离子激元的影响与参与下, 非均匀镀膜微球产生的 PNJ 谐振条件也与未镀膜微球不同.

为了研究非均匀镀膜微球与浸没介质的折射率比例对 PNJ 特性的优化, 图 12 给出了当折射率比从 1.32 变化到 1.48 时的 PNJ 焦距和 FWHM. 从图 12 可以看到, 随着折射率比的变化, 微球的焦距和 FWHM 也发生了变化, 焦距大致呈现降低的趋势, 而 FWHM 由于谐振现象的影响在折射率比为 1.40 和 1.48 时骤减. 同时本文还研究发现 PNJ 焦点处强度在谐振时提升较大, 如图 13 所示. PNJ 焦点处强度随着折射率比的提高呈现增大的趋势, 但当折射率比为 1.48 时, 非均匀镀膜微球产生谐振, 此时焦点处强度骤增, 为未谐振时的 3 倍.

从上文结果可以看到, 当非均匀镀膜微球折射率与浸没介质折射率比为 1.4 左右时 PNJ 的性能更为优越, 且在折射率比为 1.48 时, 非均匀镀膜微球产生谐振, 此时 PNJ 性能最优, PNJ 焦点位于微球表面, FWHM 仅为 180 nm, 且强度更大, 在超分辨领域具有应用潜力.

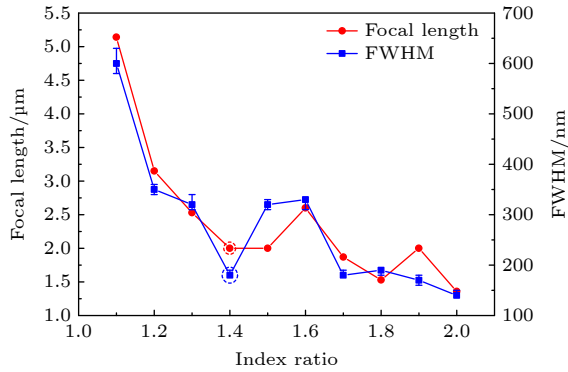


图 9 PNJ 焦距和 FWHM 随折射率比的变化

Fig. 9. Variation of PNJ's focal length and FWHM with the refractive index ratio.

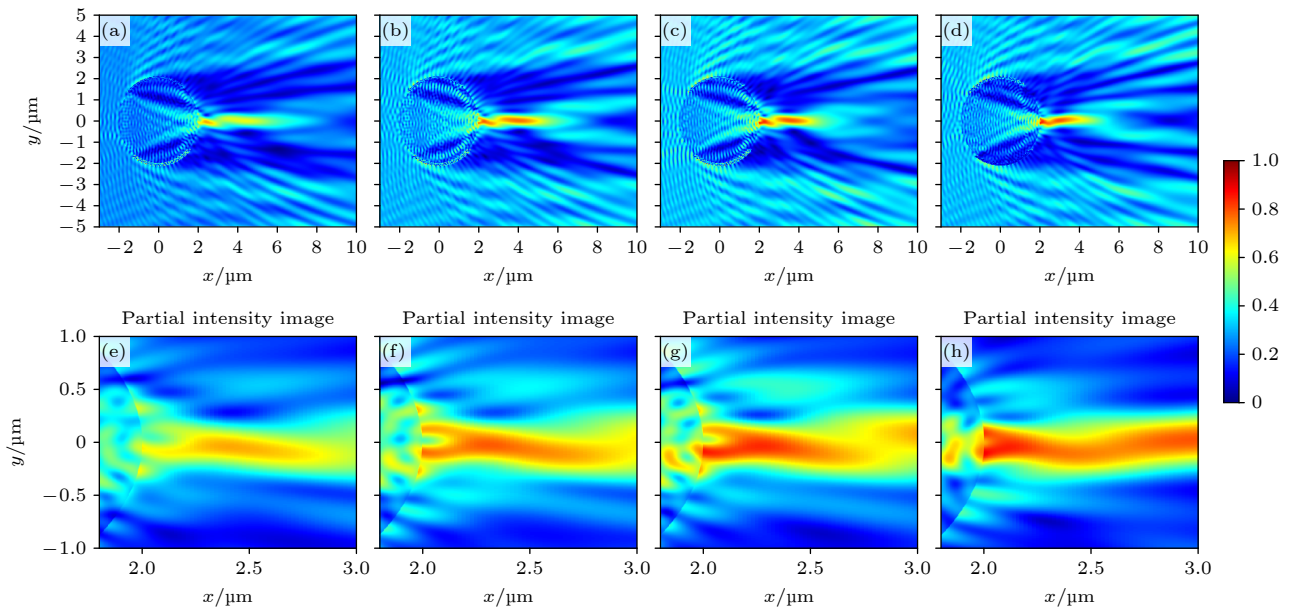


图 10 光子纳米喷射流电场强度分布图 (a) 折射率比为 1.34 时场强分布; (b) 折射率比为 1.36 时场强分布; (c) 折射率比为 1.38 时场强分布; (d) 折射率比为 1.44 时场强分布; (e) 折射率比为 1.34 时局部放大图; (f) 折射率比为 1.36 时局部放大图; (g) 折射率比为 1.38 时局部放大图; (h) 折射率比为 1.44 时局部放大图

Fig. 10. PNJ's electric field intensity distribution: (a) Field intensity distribution when the refractive index ratio is 1.34; (b) field intensity distribution when the refractive index ratio is 1.36; (c) field intensity distribution when the refractive index ratio is 1.38; (d) field intensity distribution when the refractive index ratio is 1.44; (e) partial enlargement when the refractive index ratio is 1.34; (f) partial enlargement when the refractive index ratio is 1.36; (g) partial enlargement when the refractive index ratio is 1.38; (h) partial enlargement when the refractive index ratio is 1.44.

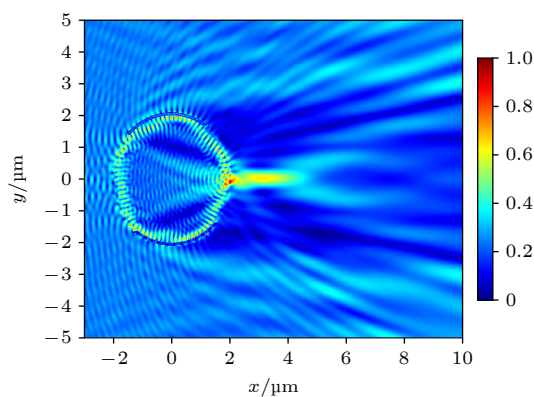


图 11 折射率比为 1.48 时的谐振现象

Fig. 11. Resonance phenomenon when the refractive index ratio is 1.48.

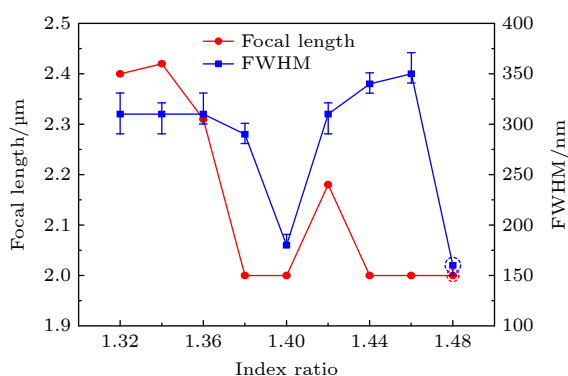


图 12 PNJ 焦距和 FWHM 随折射率比的变化

Fig. 12. Variation of PNJ's focal length and FWHM with the refractive index ratio.

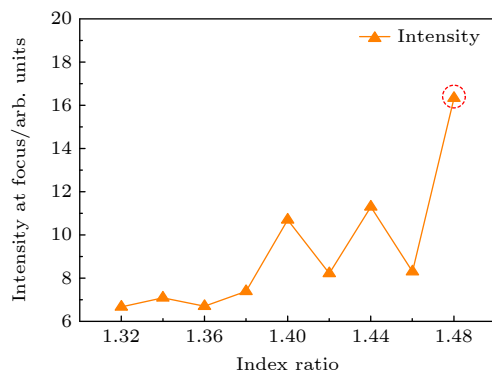


图 13 PNJ 焦点处强度随折射率变化

Fig. 13. Variation of PNJ's intensity at the focus with the refractive index ratio.

4 结 论

本研究通过细致调整非均匀镀膜微球的参数, 包括镀膜覆盖面积、不对称入射角度以及浸没介质的折射率, 系统地探讨了这些因素对 PNJ 特性的影响, 并深入分析了相应的仿真结果. 研究发现,

当微球尺寸固定, 镀膜面积占比为 69% 时, PNJ 的性能表现最佳; 此时, 倾斜照明角度调整至 -5.74° , PNJ 焦点位于微球表面, 且其 FWHM 仅为 180 nm, 远低于传统的衍射极限, 此时的 PNJ 为一个“S”型光子钩. 此外, 研究进一步表明, 当非均匀镀膜微球的折射率与浸没介质的折射率比接近 1.4 时, PNJ 性能提升明显, 尤其是在折射率比达到 1.48 时, 微球内出现了谐振现象. 此时, PNJ 的性能达到了最优, 焦点位于微球表面, FWHM 维持在 180 nm, 且光强进一步增强. 这种现象为优化 PNJ 的设计提供了重要依据, 也为进一步提升 PNJ 性能开辟了新方向. 通过对仿真结果的深入讨论, 本研究揭示了非均匀镀膜设计中关键参数对 PNJ 特性的影响机制, 不仅为实现超高分辨率聚焦提供了理论支持, 还扩展了 PNJ 在超分辨成像、光学微加工等领域的应用潜力. 尤其是在生物医学成像和高精度光学制造领域, 优化后的 PNJ 展示出极高的应用价值. 综上所述, 本研究通过多参数协同设计在理论层面实现了 PNJ 特性的优化. 未来的研究可以进一步探索其他几何结构或材料特性对 PNJ 优化的潜力, 从而推动该技术在光学领域的更广泛应用.

数据可用性声明

本篇论文的关联数据可在科学数据银行 <https://doi.org/10.57760/sciencedb.j00213.00111> 中访问获取.

参考文献

- [1] Zhou R, Wu M X, Shen F, Hong M H 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 140702 (in Chinese) [周锐, 吴梦雪, 沈飞, 洪明辉 2017 物理学报 **66** 140702]
- [2] Wang S Y, Zhang H J, Zhang D X 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 034207 (in Chinese) [王淑莹, 章海军, 张冬仙 2013 物理学报 **62** 034207]
- [3] Song Y, Yang X B, Yan B, Wang C, Sun J M, Xiong D X 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 134201 (in Chinese) [宋扬, 杨西斌, 闫冰, 王驰, 孙建美, 熊大曦 2020 物理学报 **69** 134201]
- [4] Chen Z, Taflove A, Backman V 2004 *Opt. Express* **12** 1214
- [5] Lee J Y, Hong B H, Kim W Y, Min S K, Kim Y, Jouravlev M V, Bose R, Kim K S, Hwang I C, Kaufman L J, Wong C W, Kim P, Kim K S 2009 *Nature* **460** 498
- [6] Wang Z B, Guo W, Li L, Luk'yanchuk B, Khan A, Liu Z, Chen Z C, Hong M H 2011 *Nat. Commun.* **2** 218
- [7] Hao X, Kuang C F, Liu X, Zhang H J, Li Y H 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 203102
- [8] Lee S, Li L, Wang Z B, Guo W, Yan Y Z, Wang T 2013 *Appl. Opt.* **52** 7265
- [9] Allen K W, Farahi N, Li Y, Limberopoulos N I, Walker D E,

- Urbas A M, Astratov V N 2015 *Opt. Express* **23** 24484
- [10] Liu C Y, Lo W C 2017 *Opt. Commun.* **399** 104
- [11] Yang S L, Cao Y R, Shi Q F, Wang X Q, Chen T, Wang J G, Ye Y H 2019 *J. Phys. Chem. C* **123** 28353
- [12] Cao Y R, Yang S L, Wang J G, Shi Q F, Ye Y H 2020 *J. Appl. Phys.* **127** 233103
- [13] Liu X, Hu S, Tang Y 2020 *Photonics* **7** 84
- [14] Xu C, Yang T, Zou P, Ye R 2022 *Proc. SPIE* **12316** 1231602
- [15] Tam W G, Coriveau R 1978 *J. Opt. Soc. Am.* **68** 763
- [16] Dong Z, Yang X C 2009 *Acta Opt. Sin.* **29** 1296 (in Chinese)
[董哲, 杨洗陈 2009 光学学报 **29** 1296]
- [17] Devilez A, Stout B, Bonod N, Popov E 2008 *Opt. Express* **16** 14200
- [18] Ritchie R H, Eldridge H B 1962 *Phys. Rev.* **126** 1935
- [19] Shin Y B, Kim H M, Jung Y, Chung B H 2010 *Sens. Actuators B Chem.* **150** 1
- [20] Shi L P, Chong T C, Yao H B, Tan P K, Miao X S 2002 *J. Appl. Phys.* **91** 10209
- [21] Luo X, Ishihara T 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 4780
- [22] Bonaccorso F, Sun Z, Hasan T, Ferrari A C 2010 *Nat. Photonics* **4** 611
- [23] Peterson A W, Halter M, Tona A, Plant A L 2014 *BMC Cell Biol.* **15** 35
- [24] Wei F F, Lu D, Shen H, Wan W W, Ponsetto J L, Huang E, Liu Z W 2014 *Nano Lett.* **14** 4634
- [25] Sun T, Chen H Y, Yang S, Hu J P, Wang C H 2018 *Opt. Laser Technol.* **108** 551

Characteristics of photonic nanojets generated by patchy microspheres^{*}

JIA Rui¹⁾²⁾³⁾⁴⁾ YANG Zhikun^{1)2)3)†} PAN Xiaoyan¹⁾²⁾³⁾⁴⁾ PENG Qi^{1)2)3)4)‡}

1) (National Key Laboratory of Optical Field Manipulation Science and Technology,

Chinese Academy of Sciences, Chengdu 610209, China)

2) (Key Laboratory of Optical Engineering, Chinese Academy of Sciences, Chengdu 610209, China)

3) (Institute of Optics and Electronics, Chinese Academy of Sciences, Chengdu 610209, China)

4) (University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

(Received 10 October 2024; revised manuscript received 17 February 2025)

Abstract

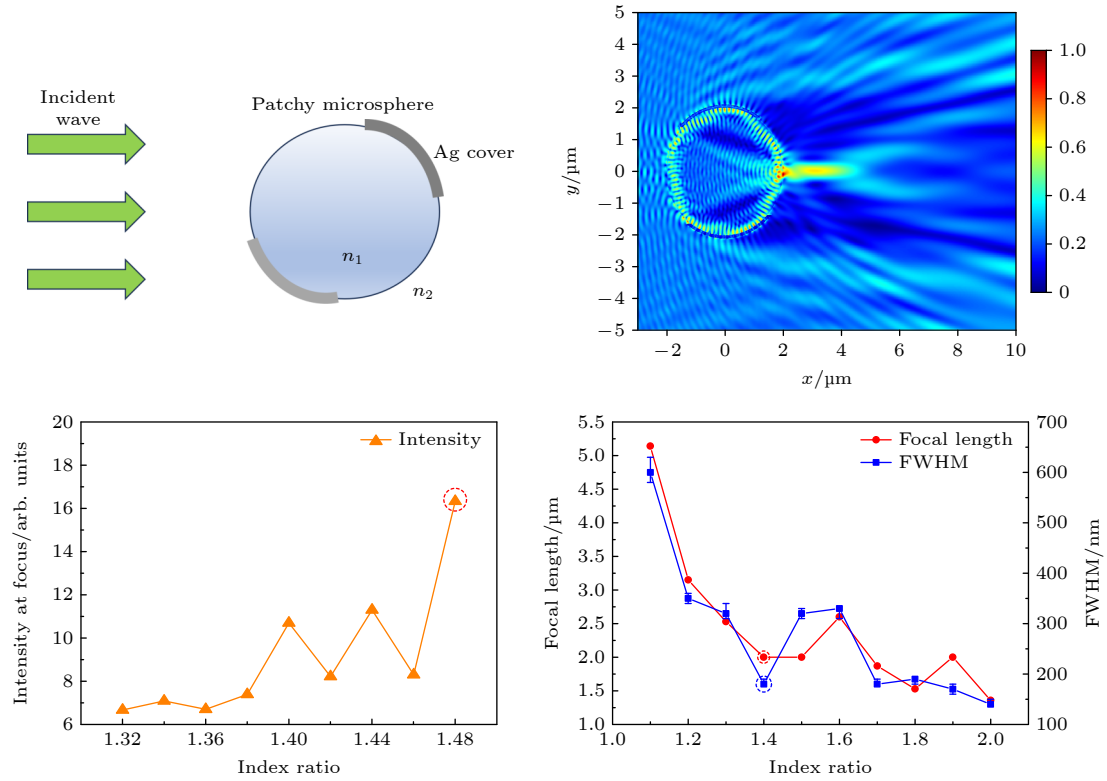
Photonic nanojet (PNJ) has gradually attracted the attention of researchers in the recent years. PNJ has unique properties, such as high intensity, high localization and subwavelength scale focusing ability, making it a narrow beam with wavelength scale. The full-width at half maximum (FWHM) of PNJ at the focus can exceed the diffraction limit while maintaining high intensity with a long distance, which can significantly enhance the imaging resolution. In this work, the characteristics of PNJ are explored through numerical simulation, with a focus on studying the patchy microspheres under various conditions, including coverage area, incident angle, and the refractive index of the immersion medium. The findings reveal that when the microsphere size is fixed and the coverage area accounts for 69%, the performance of PNJ is optimal. Under this condition, adjusting the incident angle to -5.74° can accurately position the PNJ focal point on the microsphere surface. Furthermore, at this specific angle, the patchy microspheres can generated PNJ with “S”-typed and “Y”-typed field intensity distribution, and the FWHM is reduced to 180 nm, significantly exceeding the traditional diffraction limit. This optimization strategy not only facilitates super-resolution focusing, but also greatly enhances both the intensity and efficiency of the PNJ. Additionally, this study demonstrates that the PNJ performance improves when the refractive index ratio between the patchy microsphere and the immersion medium approaches 1.4. Notably, a resonance effect occurs when the refractive index ratio reaches 1.48, resulting in enhanced PNJ performance. In

^{*} Project supported by Key Laboratory Foundation of Chinese Academy of Sciences (Grant No. CXJJ-22S008).

[†] Corresponding author. E-mail: yzktst@163.com

[‡] Corresponding author. E-mail: phiqi@163.com

this case, the PNJ focal point remains on the surface of the microsphere, with an FWHM of 180 nm, while the light intensity is further amplified to approximately three times the intensity of the PNJ generated by the microspheres without resonance effect. This research provides theoretical support for the application of patchy microspheres in fields such as super-resolution imaging.



Keywords: photonic nanojets, sub-wavelength focusing, super-resolution imaging, Mie scattering

PACS: 42.25.-p, 42.25.Dd, 42.25.Fx, 68.49.-h

DOI: [10.7498/aps.74.20241424](https://doi.org/10.7498/aps.74.20241424)

CSTR: [32037.14.aps.74.20241424](https://cstr.net.cn/detail/32037.14.aps.74.20241424)



非均匀镀膜微球产生的光子纳米喷流特性研究

贾睿 杨智焜 潘晓燕 彭起

Characteristics of photonic nanojets generated by patchy microspheres

JIA Rui YANG Zhikun PAN Xiaoyan PENG Qi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 094202 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20241424

CSTR: 32037.14.aps.74.20241424

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241424>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于倏逝波照明的空间移频超分辨成像技术研究

Research on spatial frequency shift super-resolution imaging based on evanescent wave illumination

物理学报. 2023, 72(22): 224202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230934>

基于微纳光纤双模式干涉的亚波长聚焦光场及光捕获应用

Sub-wavelength focused light and optical trapping application based on two-mode interference from an optical micro-/nanofiber

物理学报. 2024, 73(10): 100401 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240181>

平场复用多焦点结构光照明超分辨显微成像

Flat-field multiplexed multifocal structured illumination super-resolution microscopy

物理学报. 2022, 71(4): 048704 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211712>

基于数字微镜器件的快速超分辨晶格结构光照明显微研究

Digital micromirror device-based fast super-resolution lattice structured light illumination microscopy

物理学报. 2024, 73(9): 098702 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240216>

融合光瞳滤波的超表面透镜设计

Design of meta-surface lens integrated with pupil filter

物理学报. 2025, 74(4): 044205 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241490>

分孔径离轴同时偏振超分辨率成像光学系统像差校正

Aberration correction of aperture-divided off-axis simultaneous polarization super-resolution imaging optical system

物理学报. 2022, 71(21): 214201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220946>