arXiv:2512.19116v1 [quant-ph] 22 Dec 2025

使用非侵入式里德堡探针进行反应近场亚波长微波成像

Hu Chaoyang[1,2,†], Jing Mingyong[1,2,†,*], Liu Zongkai[1,2,†], Yuan Shaoxin[1,2], Wu Bin[1,2], Peng Yan[1,2], Li Tingting[1,2], Yang Wenguang[1,2], Xie Junyao[1,2], Zhang Hao[1,2], Xiao Liantuan[1,2], Jia Suotang[1,2], LinjieZhang[1,2,*]

[1]量子光学技术与器件国家重点实验室，激光光谱研究所，太原，030006，山西，中国。[2]极端光学协同创新中心，山西大学，太原，030006，山西，中国。

*通讯作者。电子邮箱：jmy@sxu.edu.cn；zlj@sxu.edu.cn；
†这些作者对本工作的贡献相同。

摘要

非侵入式微波场成像——在不扰动场分布的情况下对其进行精确映射——对于航空航天工程、生物医学成像和集成电路诊断等领域至关重要。然而，传统金属探针不可避免地会扰动反应近场：它们会作为强散射体，驱动感应电流并产生二次辐射，重新映射倏逝分量，从而同时降低准确性和空间分辨率，尤其是在与这些应用最相关的反应近场区域内。在此，我们首次展示了据我们所知利用里德堡原子的量子非破坏性特性实现的微波场反应近场亚波长成像。该成像通过一种紧凑型、非侵入式单端光纤集成里德堡探针实现，该探针经过专门设计，可将对场的扰动降至最低。该探针实现了 $\lambda/56$的成像分辨率，且测得的场分布与全波仿真结果高度一致，结构相似性接近于1，证实了其亚波长空间分辨率，以及相较于传统金属基探针真正具备的非侵入式特性。由于原子传感器本质上具有各向同性，同一器件无需进行方向相关校准，即可忠实地成像多维场结构。因此，我们的研究建立了一种通用的非侵入式高精度反应近场微波亚波长成像方法，在芯片缺陷检测和集成电路诊断等应用中尤其具有潜力，因为探针对场的微小扰动都可能掩盖人们所关注的潜在物理现象。

关键词：微波反应近场、量子非破坏性传感、亚波长成像

1 引言

微波反应近场（RNF）中的反应场分量和倏逝波使我们能够绕过限制远场成像的衍射极限，从而获取丰富的亚波长结构信息 [1–3]。因此，微波反应近场成像能够对工程材料和生物样本的内部特征进行高分辨率可视化。这一能力是反应近场技术广泛应用于多个领域的基础，包括航空航天工业、先进制造 [4–7]，土木基础设施 [8–13]，生物医学诊断 [14–18] 以及集成电路（IC）测试和失效分析 [19–27]。

尽管具有这种潜力，要实现准确且真正非侵入式的微波反应近场成像仍然充满挑战。传统金属探针——例如开口同轴探头、波导和偶极子[28–33]——从根本上受其电导率限制。金属探针会形成导电边界，产生大量感应电流，这些电流会再次辐射并重塑原始倏逝场，因此测量主要反映的是探针造成的场扰动，而非未受扰动的场本身[34–36]。由此产生的扰动取决于探针辐射特性，并且对探针相对于

来源 [37–39], 导致探针与场之间产生复杂的电磁耦合，从而损害准确性和重复性。在某些有利情况下，探头补偿算法可实现对辐射近场（RDNF）的后处理成像；但反应近场（RNF）中丰富的倏逝场成分和强耦合，使得此类补偿日益困难，且往往不可靠 [40]。

为降低探针侵入性，研究人员探索了其他传感平台，包括电光探头 [41–43], 金刚石氮-空位中心 [44, 45] 以及其他量子传感架构。其中，基于里德堡原子的微波场传感 [46–48] 凭借其固有的国际单位制可溯源性，以及原子本身几乎可以对待测场呈电磁透明这一特点 [52, 53]，已成为一种特别有效的近场成像方法 [49–51], 。

本文介绍了一种非侵入式单端光纤集成里德堡探针，它与此前报道的光纤集成设计有本质区别 [54–58]。该探针结合基于机械臂的三维成像平台以及专用的光学探测和重建算法，可实现微波场的亚波长（$\lambda/56$）多维反应近场成像。探针结构完全采用非金属材料设计，以抑制里德堡探针集成通常引入的场扰动。结合原子传感器固有的各向同性响应 [59], , 该设计使测得图像的结构相似性指数（SSIM）接近全波仿真结果。将其与尺寸相近、在相同条件下工作的经典紧凑型天线直接比较，清楚地表明原子探针具有更高的成像保真度。此外，由于探针对场的扰动很弱，因此可以直接表征放置在反应近场中的其他外部物体造成的场畸变。总体而言，本研究为将基于里德堡原子的量子技术应用于反应近场微波亚波长成像，尤其是微波器件和集成电路的非侵入式诊断，确立了一条切实可行的路径。

2 结果

2.1 微波反应近场成像实验装置

图 1 概述了基于里德堡原子的非侵入式反应近场成像平台的架构。该系统由三个主要子系统组成：(i) 射频激励链，(ii) 非侵入式单端光纤集成里德堡探针，以及 (iii) 基于机械臂的三维定位与成像平台。相关的铯能级结构如图 1a 所示：852nm（探测光）和 510nm（耦合光）两束光场构成梯型跃迁，而 8.556 GHz 的厘米波场耦合两个里德堡态，并诱导产生 Autler–Townes（AT）劈裂。

射频子系统由微波源和被测天线（AUT）组成，如图 1b 示意：一副标准增益喇叭天线和一副超宽带（UWB）芯片天线，二者均由 8.556 GHz 信号驱动。对于喇叭天线，图中标出了笛卡尔坐标轴，并将坐标原点定义在相对于孔径中心沿负 X 方向 53.5 mm、沿负 Y 方向 69 mm 的位置；所有成像实验均统一采用该坐标原点。

该平台的一个关键组成部分是单端光纤集成里德堡探头，其设计完全不含感测体积附近的金属，以尽量减小场扰动。如图1c 所示，852 nm探测光束从环形器 1 的端口 $1\to2$ 引出，随后经环形器 2 的端口 $3\to2$ 进入探头，而 510 nm耦合光束则从环形器 2 的端口 $1\to2$ 注入同一光路。在探头内部，同向传播的光束先后通过准直器和偏振分束器（PBS），再进入铯蒸气室；气室背面镀有一层在 852 nm 处具有高反射率的 0° 高反射镜（HR）。探测光束经该高反射表面反射后形成反向传播分量，该分量经偏振分束器和准直器出射，沿光纤原路返回，依次通过环形器 2（$2\to3$）和环形器 1（$2\to3$），最终由光电二极管检测。

微波场的全光读出依赖于电磁感应透明（EIT）和里德堡共振的AT劈裂。在热蒸气中，探测光与耦合光束之间的多普勒失配会使电磁感应透明特征展宽 [60]；与反向传播的光束相比，同向传播的光束所导致的展宽显著更强。为利用最窄的共振，我们采用一种速度选择方案，使852 nm探测光相对于零速度跃迁失谐 $\Delta_p = +80$ MHz，从而在频谱上分离同向传播和反向传播的电磁感应透明贡献（见补充信息第S.1节）。随后，从反向传播的电磁感应透明峰的AT劈裂中提取局部微波场幅度 [51], 。该峰受多普勒失配的影响最小，因此具有最高的频谱分辨率。

机械臂成像子系统（图 1d）将机械臂与辅助平移台集成在一起，可在三维空间中相对于被测天线定位探测光。机械臂可灵活运动并控制朝向，而平移台则扩大了可达工作空间。由于行程有限，任何一个部件单独使用都无法覆盖整个目标成像体积。因此，我们通过运动规划算法协调两个执行器，使被测天线与探测光的相对位姿沿着预定扫描轨迹移动，例如图 1b 所示的轨迹。在每个扫描点，系统都会自动记录探测光的

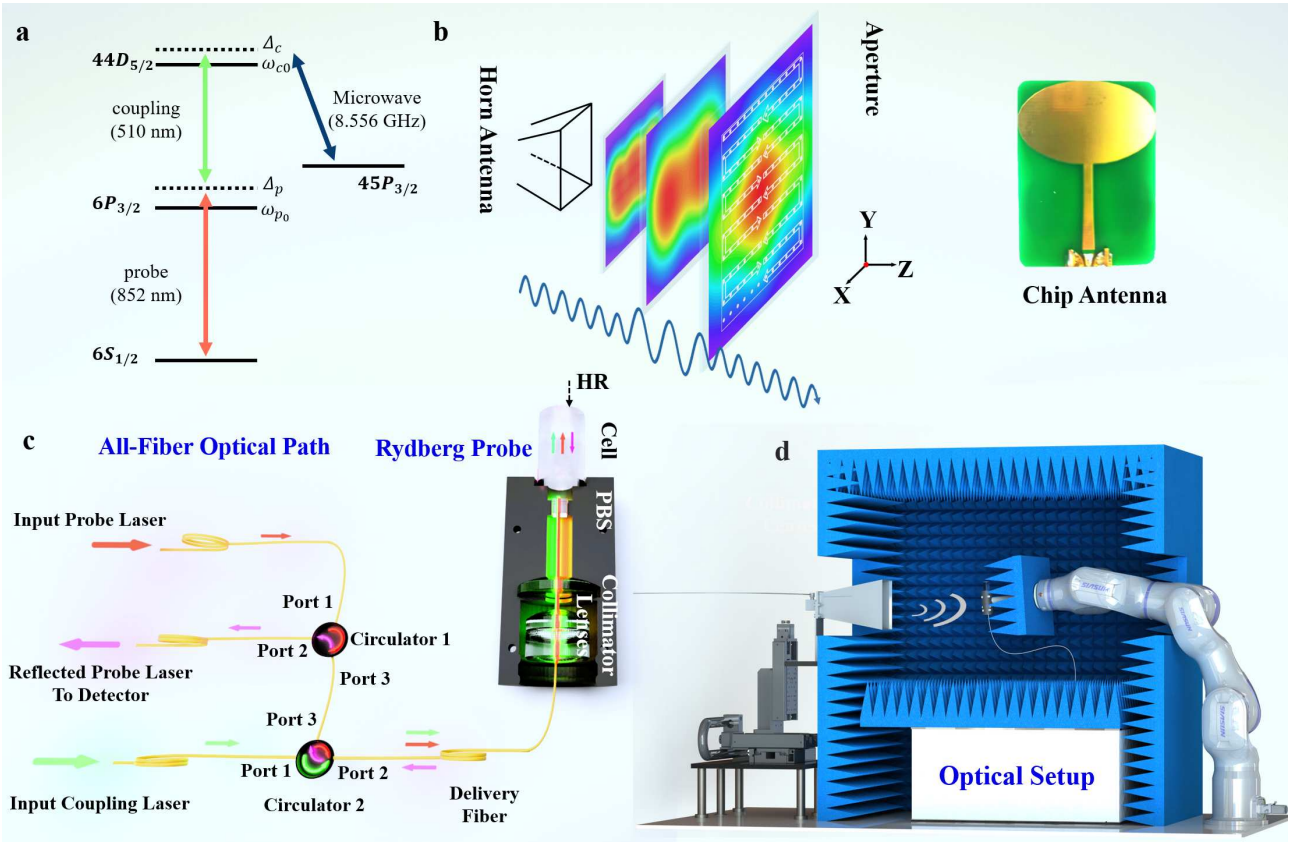

图 1 反应近场成像平台示意图。a 铯能级示意图和光学几何布局。852 nm 探测光驱动 $|6S_{1/2}\rangle \to |6P_{3/2}\rangle$，失谐量为 Δ_p；510 nm 耦合光驱动 $|6P_{3/2}\rangle \to |44D_{5/2}\rangle$，失谐量为 Δ_c；8.556 GHz 微波耦合 $|44D_{5/2}\rangle \to |45P_{3/2}\rangle$。b 被测天线（AUT）和扫描几何布局。标准喇叭天线（孔径为 138 mm × 107 mm）和超宽带芯片天线（椭圆贴片，长轴 19 mm，短轴 9 mm）均由微波驱动；图中标示了近场扫描轨迹和笛卡尔坐标轴。c 非侵入式单端光纤集成里德伯探针。852 nm 探测光（橙色）和 510 nm 耦合光（绿色）经两级串联的多模光环行器传输至探头。气室后侧窗口内表面的 852 nm 高反射率镀层（HR）将探测光反射，形成反向传播光束（洋红色）；该光束经偏振分束器、准直器和光环行器返回，从而实现相对于耦合光束的同向和反向传播配置。d 机械臂三维成像平台。被测天线和探头在微波吸收屏蔽箱内工作，光学装置则位于箱外。

频谱及其对应的三维位置。随后对这些数据进行处理，以提取局部场强度 E(X，Y，Z)，并重建微波辐射近场图像。

2.2 喇叭天线反应近场中的微波非侵入式成像

非侵入式近场计量是现代天线校准的核心：通过测量孔径上的幅度和相位，可以重建辐射波前，并实现对多径反射敏感度较低的紧缩场。然而，传统金属探针与被测天线耦合很强，会扰动场分布，且往往迫使测量在菲涅耳区进行。在该区域，探头补偿方法虽可适用，但在反应近场中往往会失效 [36]。本节将展示，里德伯原子探头能够以极小的扰动进行读出，无需任何补偿即可恢复近场分布——无论是在辐射近场，还是至关重要的反应近场中——从而实现真正的非侵入式天线校准。

如图 2a 所示，发射天线周围的空间划分为反应近场、辐射近场和远场。根据文献 [61], ，对于最大线性孔径为D的矩形喇叭天线，距喇叭天线孔径的轴向距离 Z 在反应近场或辐射近场区域内时，满足

$$0 < \mathrm{Z} < \lambda, \quad \lambda < \mathrm{Z} < \frac{2D^2}{\lambda}, \tag{1}$$

其中 λ 为波长。实验所用喇叭天线的孔径为 138 mm × 107 mm，因此 $D = 175\mathrm{mm}$），工作频率为 8.556 GHz（因此 $\lambda \approx 35\mathrm{mm}$），根据这些关系可得，RNF 的范围为 $0 < \mathrm{Z} < \lambda \approx 35\,\mathrm{mm}$，RDNF 的范围为 $\lambda < \mathrm{Z} < 2D^2/\lambda \approx 1.5\mathrm{m}$（约为 $43\,\lambda$），如图 2a 所示。

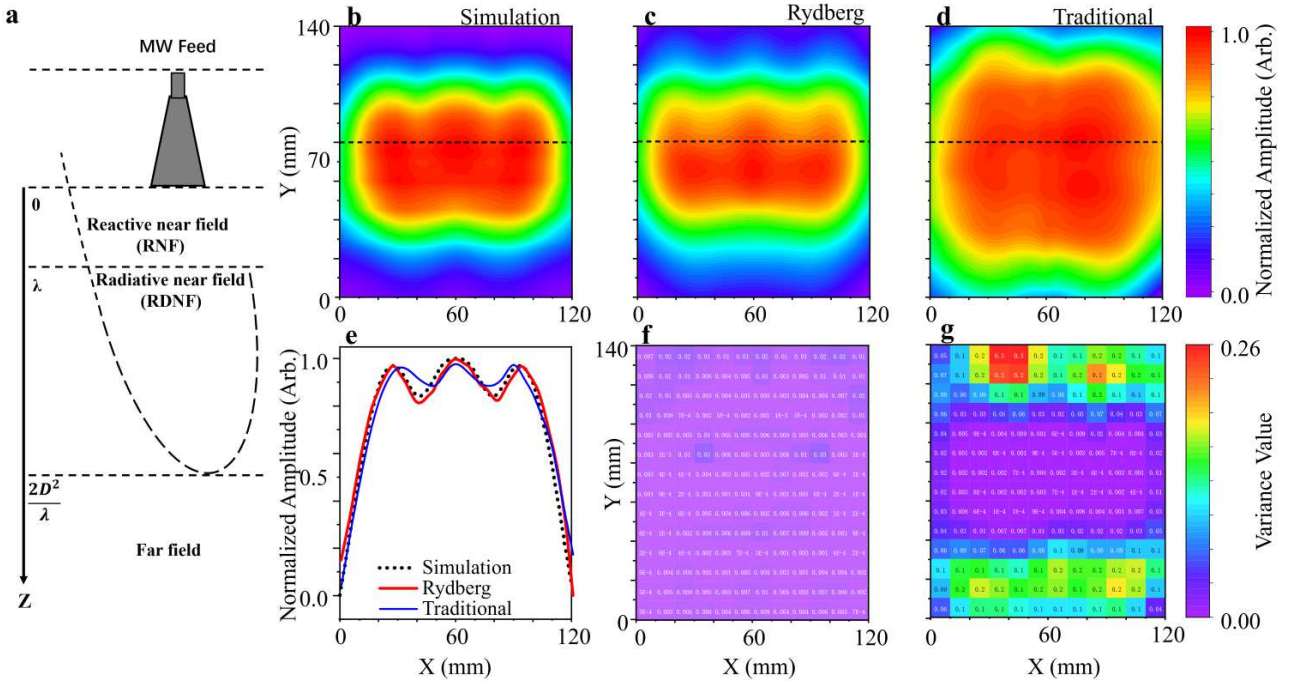

图 2 标准增益喇叭天线反应近场中的微波场映射。a 矩形喇叭天线反应近场、辐射近场和远场的示意边界。 **b** $Z = 17.5$ mm 平面上的理论场分布（CST 仿真），用作未扰动场参考。 **c**、**d** 使用里德堡探针测得的二维场强图，以及用于对比的紧凑型全向金属天线测得的二维场强图；该天线的椭圆孔径与铯蒸气室的孔径相当（图 1b）（$Z = 17.5$ mm 处的 XY 平面；步长 $\Delta X = \Delta Y = 1$ mm）。 **e** $Y = 80$ mm 处沿 X 方向的一维剖面（步长 $\Delta X = 2$ mm）。 **f**、**g** 里德堡探针和金属天线相对于仿真参考的逐点差值图。

为量化 RNF 中的非侵入式成像性能，我们使用图 1c 所示的里德堡探针，在距离喇叭天线孔径半个波长处（$Z = 17.5$ mm）扫描一个 120 mm $\times$ 140 mm 的 XY 平面。图 2b 中对应的理论场分布图由 CST Studio Suite 使用供应商提供的喇叭天线模型获得，并用作未扰动场参考。

里德堡传感器采集的图像（图 2c）高保真地再现了喇叭天线方向图的主瓣和旁瓣，与仿真结果高度吻合。场分布沿 X 方向近乎对称，而沿 Y 方向略有不对称，这与喇叭天线安装架向下倾斜 $\sim 5°$ 相符；采用相同倾角进行的 CST 仿真也验证了这一点。为公平比较，我们还使用了一款紧凑型全向金属天线，其椭圆孔径与铯蒸气室的孔径相匹配（图 1b），从而确保任何差异都源于探针侵入性，而非孔径尺寸。如图 2d 所示，这款金属天线显著扰动了反应近场，并使原生瓣结构发生畸变。

图中提供了更详细的比较。2e叠加了取自图中 $Y = 80$ mm 位置的一维剖面。2b–d。里德堡探针的剖面与模拟参考值高度吻合，而金属天线的剖面则出现显著偏差，凸显了金属探针的侵入性。从定量结果来看，图中2f 和 2g 展示了相对于参考值的逐点差值图；在整个视场内，里德堡探针的误差都显著更小。

场图之间的结构保真度通过结构相似性（SSIM）指数 [62], 进行量化，数值接近 1 表示图像相似度很高：

$$\mathrm{SSIM}(i,j) = \frac{(2\mu_i\mu_j + C_1)(2\sigma_{ij} + C_2)}{(\mu_i^2 + \mu_j^2 + C_1)(\sigma_i^2 + \sigma_j^2 + C_2)}. \tag{2}$$

这里， μ_i 和 μ_j 分别表示图像 i 和 j中每个滑动窗口内归一化电场强度值的局部均值， σ_i 和σ_j 表示局部标准差， σ_{ij} 表示局部协方差。常数 $C_1 = (K_1L)^2$ 和 $C_2 = (K_2L)^2$ 是为保证数值稳定性而引入的小正数，其中 L 是归一化场值的动态范围（此处为$L = 1$），我们采用标准取值$K_1 = 0.01$ 和 $K_2 = 0.03$。将每个（X, Y）坐标处的场强视为一个图像像素，可得非侵入式参考图（b）与金属天线图（d）的SSIM（b, d）$= 0.773$，以及参考图（b）与里德堡图（c）的SSIM（b, c）$= 0.971$，结果表明，里德堡测量能够忠实地再现未受扰动的场分布。式（2）的更详细推导见补充信息第S.2节。

综合来看，一维剖面、差值图和SSIM指标一致表明，里德堡探针能够以极小扰动、高保真度地对反应近场进行成像，而金属天线则会显著扭曲原始场。在超宽带芯片天线的紧凑近场中也观察到了同样的非侵入式性能：里德堡探针能够准确还原椭圆辐射方向图，而金属探针则无法做到（补充信息第S.3节）。

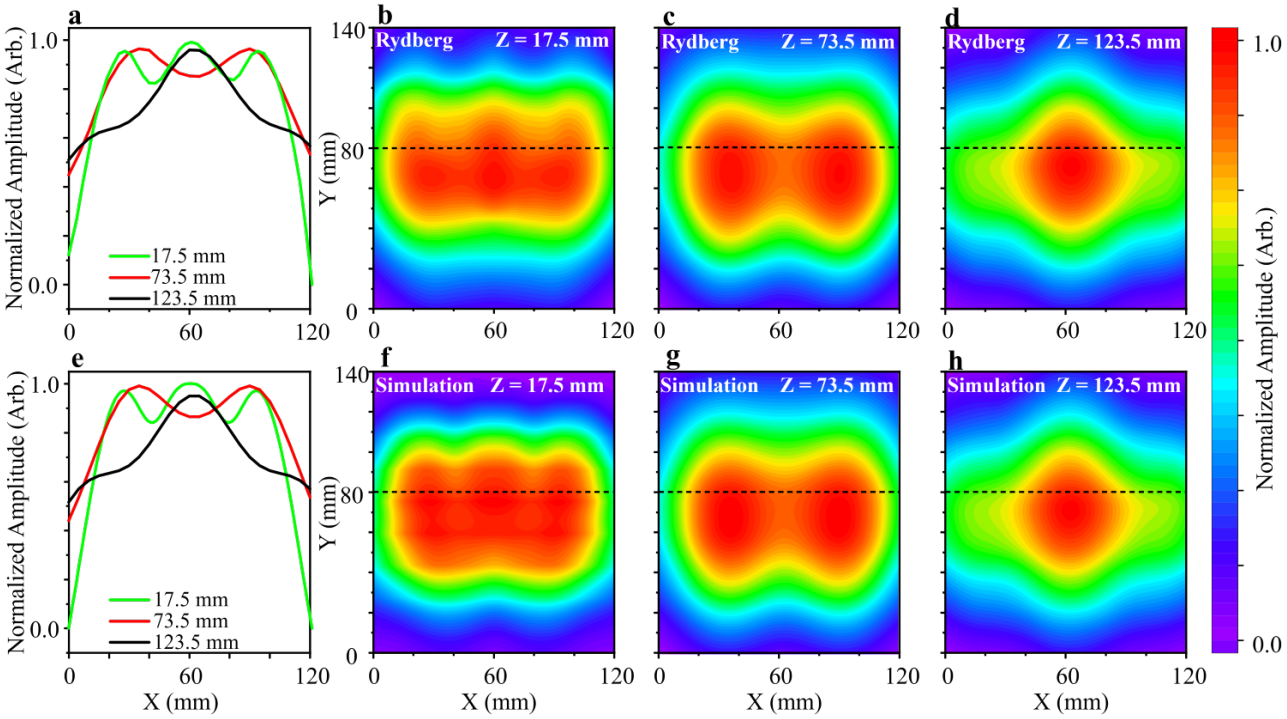

图3 喇叭天线的微波近场表征及反应近场–辐射近场演变。a 从 b–d 中的里德堡探针测量结果提取的 Y = 80 mm 处沿 X 方向的一维电场剖面。b–d 使用里德堡探针在 Z = 17.5 mm（反应近场）以及 Z = 73.5 mm 和 Z = 123.5 mm（辐射近场）处获得的电场分布图。e–h 与之对应的 CST 仿真场图，作为 a–d 的未扰动场参考。

除精确成像外，所获得的高质量幅度数据还为天线诊断奠定了可靠基础，包括通过近场到远场（NF–FF）变换实现稳定的相位恢复 [60] ，并增强对多径和杂散电磁噪声的抵抗能力。为更详细地考察从反应近场到辐射近场的演变，我们使用里德堡探针在沿喇叭天线轴线的三个 XY平面上测量微波电场分布，位置分别为 Z = 17.5 mm（反应近场）、Z = 73.5 mm 和 Z = 123.5 mm（辐射近场），如图 3b–d 所示。相应的 CST 参考场图见图 3e–h。在反应近场中，主瓣和两个旁瓣清晰可辨。随着电场向辐射近场传播，路径长度差和传播方向的发散使这些波瓣逐渐合并——先形成两个较宽的特征，最终合并为单一复合剖面。

结构相似性分析得到 SSIM(b, f) = 0.971、SSIM(c, g) = 0.998 以及 SSIM(d, h) = 0.998，表明所有平面上的测量结果与参考结果高度吻合，在辐射近场中的对应关系近乎完美。因此，探测光引入的微小扰动支持根据辐射近场数据可靠地进行近场–远场变换，并实现精准的天线表征和远场重建。

2.3 微波反应近场中亚波长目标的非侵入式成像

前几节重点讨论了没有额外散射体时的天线反应近场分布。现在，我们考虑一种更具挑战性的情形：一个亚波长物体位于反应近场内，必须通过成像其对场的扰动来对其成像。核心挑战在于分辨该物体的散射特征，同时避免探针自身引入相当或更大的畸变。因此，里德堡探针的高度非侵入性至关重要，因为这确保了测得的场扰动主要源自目标，而非传感器。

作为具有代表性的亚波长目标，我们使用一枚图案化铜标签（尺寸见图4c 和 d）。标签放置在辐射频率为 8.556 GHz 的标准增益喇叭天线中心位置（X = 60 mm，Y = 70 mm），距喇叭天线孔径约 20 mm。二维微波电场

分布由里德堡探针在标签前方 5 mm 的平面上测量，扫描范围为 50 mm×50 mm。图4b 显示无目标时的背景场分布，图4c 显示存在目标时的场分布。标签阻挡并重新分布微波场；由于短传播距离（∼ 5 mm）上的衍射有限，测得的场中清晰呈现出目标的轮廓。

为抑制反应近场背景的固有不均匀性，我们从图 4c 中减去图 4b 的背景图像，得到图 4d 所示的差分图像，其中背景显著变得平坦，目标轮廓也进一步增强。作为对比，我们使用传统金属芯片天线（图 1b）作为探测光，重复相同的测量。相应图像如图 4e–g 所示。

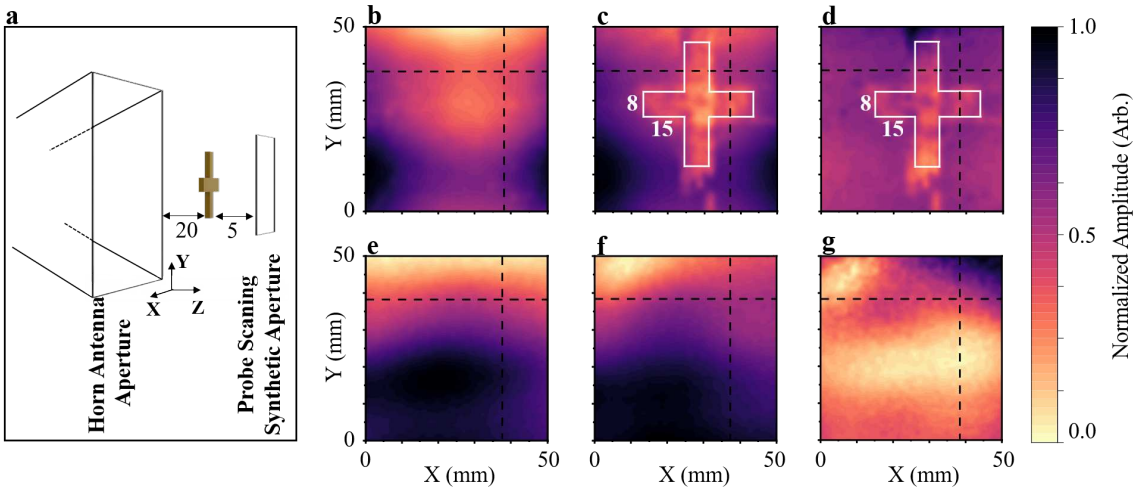

图 4 微波反应近场中亚波长目标的非侵入式成像。a 反应近场中目标成像配置示意图。**b–d** 里德堡原子图像：无目标时的背景（**b**）、存在目标时的图像（**c**）以及背景相减后的图像（**d**）；步长为 $\Delta X = 0.1$ mm 和 $\Delta Y = 0.1$ mm。**e–g** 使用传统金属探针（图 1b）获得的相应图像：背景（**e**）、存在目标时的图像（**f**）以及背景相减后的图像（**g**）。

为量化成像性能，我们从图 = 38 中 Y4b–d 的5a 中提取了微波电场的一维剖面，得到曲线 B、C 和 D。虚线曲线（基线-C 和基线-D）表示背景电平，而曲线 B、C 和 D 包含目标信号。目标特征的半峰全宽（FWHM）约为 8 mm，与标签的物理尺寸一致。

信号背景比（SBR）用于量化残余背景调制，其定义为

$$\mathrm{SBR} = \frac{I_{\mathrm{Smax}} - I_{\mathrm{Smin}}}{I_{\mathrm{Bmax}} - I_{\mathrm{Bmin}}}, \tag{3}$$

其中，I_{Smax} 和 I_{Smin} 分别为信号曲线（实线）的最大值和最小值，而 I_{Bmax} 和I_{Bmin} 分别为背景曲线（虚线）的最大值和最小值。将公式（3）应用于图5a 中的数据，得到 $\mathrm{SBR}_{\mathrm{aC}} = 0.979$ 和 $\mathrm{SBR}_{\mathrm{aD}} = 3.2$，表明差分处理后背景干扰减少了三倍以上。在 X = 38mm 处也观察到类似现象（图5b），此时 FWHM 仍为 ∼ 8 mm，SBR 从 $\mathrm{SBR}_{\mathrm{bC}} = 0.702$ 提升至 $\mathrm{SBR}_{\mathrm{bD}} = 2.77$。这些结果证实，差分成像能够有效抑制背景不均匀性，同时保留目标信号。

在雷达成像中，信噪比（S/N）定义为信号谱密度与噪声谱密度之比，数值越大，图像质量越好 [63]。这里，我们将目标区域（图4d 中的白色方框）内电场强度平方的积分作为信号谱密度，并将该方框外区域的信号谱密度作为噪声谱密度。对于里德堡探针，我们得到 $\mathrm{S/N_d} = 0.0127$；对于金属探针（图4g），我们得到 $\mathrm{S/N_g} = 0.0016$，这表明使用里德堡传感器可使信噪比提升近八倍。由图4 和5可见，由于探针引起的场畸变、探针与目标之间的相互作用以及由此导致的散射场变化之间存在复杂的相互影响，传统金属探针无法分辨目标轮廓。

总之，里德堡探针可在反应近场区域实现对亚波长目标的高分辨率成像；在本次标签成像实验中，空间分辨率为 8 mm（对应于$\lambda/4$ 在波长为 35mm 时的情况），而采用双线分辨率靶进行的独立测量表明，该系统的极限空间分辨率约为 0。62 mm（$\lambda/56$）（补充信息第 S.4 节）。更重要的是，它对场的反作用很弱，因此能够独特地直接表征外部物体造成的场扰动。因此，同一种非侵入式方法还可用于量化

传统金属探针在近场测量中引入的干扰。这种对探针引起的畸变进行的定量评估，为开发和验证补偿算法奠定了基础，从而推动微波近场诊断向高精度发展。

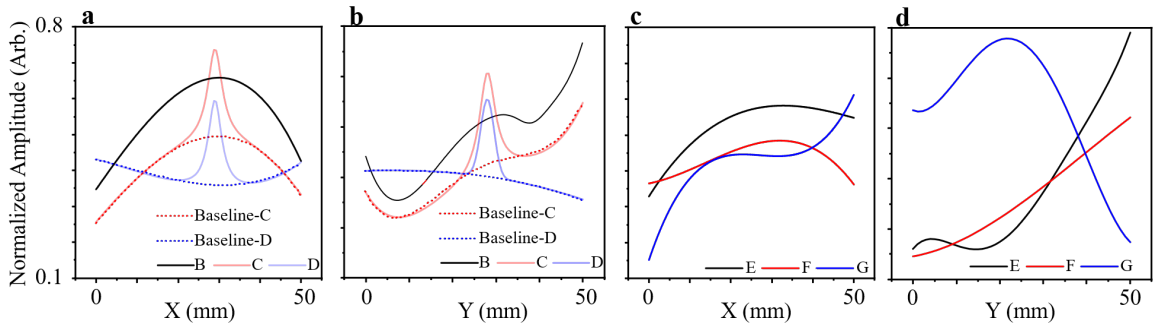

图 5 成像性能指标。a 从图 $= 38$ mm 中提取的 Y 4b–d 的一维微波电场剖面（里德堡探针）。b 图 4 $= 38$ mm 处的一维剖面 4b–d。c 图 4 $= 38$ mm 处的 Y 一维剖面 4e–g（金属探针）。d 图 4 $= 38$ mm 处的 X 一维剖面 4e–g。

3 结论

本工作证实，里德堡原子蒸气池可作为微波反应近场成像的实用型、非侵入式探针，连接起量子传感与经典天线计量学。借助全介电、光纤集成探头，我们直接分辨出喇叭天线和芯片天线电场丰富的亚波长结构，以近乎 1 的结构相似性重建出与全波仿真高度一致的近场图样；同时，还对深亚波长金属标签产生的散射进行了成像，而尺寸相近的金属探针却无法实现这一点。总体而言，这些结果表明，量子化电场探针能够在即使紧凑型金属天线也会显著改变待测场的情况下，提供准确的幅度图。

所实现的深亚波长性能得益于光谱和电磁方面优势的结合，并展现出更广泛的应用前景。速度选择性EIT–AT光谱学在AT劈裂与局部微波场振幅之间提供了可溯源至国际单位制、近乎线性的传递函数，从而能够忠实重建反应区和辐射区域中的陡峭近场梯度；同时，全波雷达散射截面计算证实，在所有观测角度下，石英池探针的散射都远低于尺寸相当的金属天线，这与实验观察到的非侵入性相符（补充信息第S.5节）。结合双线分辨率基准所展示的约0.62 mm ($\lambda/56$)的极限空间分辨率，这表明里德伯原子探头能够获取传统金属传感器实际上无法探测到的近场信息，也推动了未来在更快数据采集、进一步小型化和片上光子集成[64], ，以及用于天线计量学、集成电路测试和紧凑型器件表征的矢量和相位分辨测量方面的研究。

致谢

本研究获得了中国国家重点研发计划（项目编号：2022YFA1404003）、国家自然科学基金（项目编号：T2495252、12104279、123B2062、12574318、62201481）、量子科学与技术创新计划（项目编号：2021ZD0302100）、山西省“1331工程”重点学科建设基金以及山西省百人计划的支持。

作者贡献

L.Z. 和 M.J. 提出了并开展了本项目。C.H. 和 M.J. 完成了实验并分析了数据。M.J.、L.Z. 和 H.Z. 设计并搭建了实验装置。C.H.、M.J. 和 Z.L. 撰写了论文。所有作者均讨论了研究结果，并参与修订论文。

数据可用性

支持本研究结论的数据可在提出合理请求后向通讯作者获取。

利益冲突

作者声明不存在任何竞争性利益。

参考文献

[1] Liu, E.-X., 等：近场扫描及其电磁兼容应用。载于：IEEE电磁兼容、信号与电源完整性国际研讨会论文集，第327–332页（2017）。IEEE[2]Lee, D.-J., Kwon, 等：矢量稳定型反应近场成像系统。IEEE仪器与测量汇刊 60(7)，2702–2708（2011）[3] Tabib-Azar, M., Katz, J.L., 等：倏逝微波：一种用于生物学应用的新型超分辨率非接触式无损成像技术。IEEE仪器与测量汇刊 48(6)，1111–1116（1999）[4]Abu-Khousa, M., Saleh, W., Qaddoumi, N.：利用近场微波无损检测技术对复合结构进行缺陷成像与表征。《复合结构》62(3–4)，255–259（2003）[5] Guti´errez-Cano, J.D., Catal´a-Civera, J.M., L´opez-Buend´ıa, A.M., Plaza-Gonz´alez, P.J., Penaranda-Foix, F.L.：利用近场扫描微波显微镜进行介电常数测量，实现造岩矿物的高分辨率检测。《传感器》22(3)，1138（2022）[6] Wu, Z., 等：基于近场扫描微波显微术的石墨烯制备缺陷检测。IEEE微波与无线元件快报 30(8)，757–760（2020）[7] Kraszewski, A.W., Nelson, S.O.：微波技术在农业研究中的应用。载于：1995年SBMO/IEEE MTT-S国际微波与光电子会议论文集，第1卷，第117–126页（1995）。IEEE[8] Ferrazzoli, P., 等：微波测量对植被生物量和土壤含水量的敏感性：案例研究。IEEE地球科学与遥感汇刊 30(4)，750–756（2002）[9] Jeffrey, I., 等：通过微波成像监测粮仓储存情况。载于：2013年USNC-URSI无线电科学会议（与AP-S研讨会联合举办），第209–209页（2013）。IEEE[10] Ariyoshi, M., Ogura, K., 等：用于通道式安全检查的运动鲁棒雷达成像与全身武器检测的实际应用。《电子信息通信学会通信汇刊》106(11)，1244–1255（2023）[11] Bian, L., 等：面向低成本安全检查的大规模单次毫米波成像。《自然·通讯》15(1)，6459（2024）[12] Knipper, R., 等：织物中的太赫兹吸收及其对安全应用人体扫描的影响。IEEE太赫兹科学与技术汇刊 5(6)，999–1004（2015）[13] Liang, P., 等：毫米波安检成像中二面角物体的多径伪影研究。IEEE天线与传播汇刊 72(7)，6000–6011（2024）[14] Bourqui, J., Fear, E.C.：用于估算乳腺组织整体介电常数的微波频率系统。IEEE微波理论与技术学报 64(9)，3001–3009（2016）[15] Fear, E.C., Hagness, S.C., Meaney, P.M., Okoniewski, M., Stuchly, M.A.：利用近场成像增强乳腺肿瘤检测。《IEEE微波杂志》3(1)，48–56（2002）[16] Mobashsher, A.T., Abbosh, A.M.：利用便携式多切片微波成像系统现场快速诊断颅内血肿。《科学报告》6(1)，37620（2016）[17]Origlia, C., Rodriguez-Duarte, D.O., Tobon Vasquez, J.A., Bolomey, J.-C., Vipiana, F.：医学应用中的微波近场传感与成像设备综述。《传感器》24(14)，4515（2024）

[18] Song, H., 等人：可检测性 y 乳腺肿瘤的 y 手持式成像 p脉冲雷达探测器：性能

评估与临床试验。《科学报告》**7**(1)，16353（2017）

[19] Ben Mbarek, S., Choubani, F.：用于电磁兼容应用的微加工共面波导探头的FDTD建模与实验。《电磁波与应用期刊》35(5)，634–646（2021）[20] Dong, M.-M.等：一种光纤式金刚石射频磁场传感器及小型螺旋天线的表征。《应用物理快报》113(13)（2018）[21] Rodenbeck, C.T.等：射频多芯片模块矢量泄漏的电光检测。IEEE电磁兼容汇刊55(6)，1093–1099（2013）[22] Wen, H.F.等：利用量子宽场显微镜高精度识别不可见微带缺陷的微波场对比度。IEEE微波理论与技术学报72(10)，5896–5903（2024）[23] Wu, J., Zheng, Y., Liu, P., Dong, M., Du, G.：基于纳米金刚石量子磁力计的芯片近场分布特性实验研究。《射频与微波计算机辅助工程国际期刊》31(6)，22650（2021）[24] Yang, B.等：利用金刚石量子磁力计表征贴片天线的近场分布。IEEE微波理论与技术学报67(6)，2451–2460（2019）[25] Yang, B.等：基于固态量子传感的微波近场无创成像方法。IEEE微波理论与技术学报66(5)，2276–2283（2018）[26] Yang, B.等：集成电路的高精度全光学电磁兼容测试技术。载于：2019年第12届集成电路电磁兼容国际研讨会（EMC Compo），第243–245页（2019）。IEEE[27] Yin, X.等：晶圆级集成电路电磁干扰的量子近场探头。《射频与微波计算机辅助工程国际期刊》32(4)，23036（2022）[28] Abou-Khousa, M.A., Rahman, M.S.U., Xie, X.：双极化微波成像探头。《IEEE传感器期刊》19(5)，1767–1776（2018）[29] Ghasr, M.T., Kharkovsky, S., Zoughi, R., Austin, R.：用于检测涂层下腐蚀前兆点蚀的近场毫米波探头对比。IEEE仪器与测量汇刊54(4)，1497–1504（2005）[30] Qaddoumi, N.N., Abu-Khousa, M., Saleh, W.M.：利用渐变矩形波导进行近场微波成像。IEEE仪器与测量汇刊55(5)，1752–1756（2006）[31]Ramzi, M.R., Abou-Khousa, M., Prayudi, I.：使用开口圆波导探头进行近场微波成像。《IEEE传感器期刊》17(8)，2359–2366（2017）[32] Albishi, A.M., Ramahi, O.M.：用于金属材料裂纹检测的微波高灵敏度传感器。IEEE微波理论与技术学报65(5)，1864–1872（2017）[33] Ren, Z., Boybay, M.S., Ramahi, O.M.：利用开口环谐振器进行地下检测的近场探头。IEEE微波理论与技术学报59(2)，488–495（2010）[34] Abou-Khousa, M.A., Kharkovsky, S., Zoughi, R.：一种采用加载调制孔径的新型近场毫米波差分探头。IEEE仪器与测量汇刊58(5)，1273–1282（2009）[35] Reniers, A.C.F., Dommele, A.R., Smolders, A.B., Herben, M.H.A.J.：探头连接对毫米波天线测量的影响。IEEE天线与传播汇刊63(9)，3819–3825（2015）[36] Vinetti, P.：一种非侵入式近场与极近场无相位天线表征系统。博士论文，那不勒斯费德里科二世大学`（2008）

[37] Brown, J., Jull, E.V.：根据近场测量预测空中辐射方向图。IEE会刊，B辑：电子与通信工程108(42)，635–644（1961）[38]Paris, D., Leach, W., Joy, E.：探头补偿近场测量的基本理论。IEEE天线与传播汇刊26(3)，373–379（2003）[39] Wang, H., Khilkevich, V., Zhang, Y.-J., Fan, J.：利用基于互易性的分解法估算近场耦合对天线造成的射频干扰。IEEE电磁兼容汇刊55(6)，1125–1131（2013）[40] Yang, K.等：微带贴片天线近场分布图的电光映射与有限元建模。IEEE微波理论与技术学报48(2)，288–294（2000）[41] Gaborit, G.等：利用单平面电光探头进行近场映射获得的20 GHz天线辐射方向图。IEEE天线与无线传播快报19(7)，1177–1181（2020）[42] Sabet, K.等：利用非侵入式电光场探头与连续波激光源表征和诊断有源相控阵模块。载于：2017年IEEE MTT-S国际微波研讨会（IMS），第1617–1619页（2017）。IEEE[43] Sarabandi, K., Choi, J., Sabet, A., Sabet, K.：利用任意闭合表面上的非侵入式极近场电光测量进行方向图与增益表征。IEEE天线与传播汇刊65(2)，489–497（2016）[44] Cui, J.-M., Sun, F.-W., Chen, X.-D., Gong, Z.-J., Guo, G.-C.：不受衍射极限限制的粒子量子统计成像。《物理评论快报》110(15)，153901（2013）[45] Yang, B.等：基于固态量子传感的微波近场无创成像方法。IEEE微波理论与技术学报66(5)，2276–2283（2018）[46] Ding, D.-S., Liu, Z.-K.等：多体里德伯原子系统临界点处的增强计量。《自然·物理》18(12)，1447–1452（2022）[47] Jing, M., Hu, Y.等：基于微波着装里德伯光谱的原子超外差接收机。《自然·物理》16(9)，911–915（2020）[48] Meyer, D.H., Kunz, P.D., Cox, K.C.：0至20 GHz波导耦合里德伯频谱分析仪。《物理评论应用》15(1)，014053（2021）[49]Holloway, C.L.等：利用里德堡原子中的电磁感应透明和Autler–Townes劈裂实现亚波长成像与场映射。《应用物理快报》104(24)（2014）[50] Prajapti, N.等：利用里德堡原子进行合成孔径射频接收。载于：2023年IEEE国际声学、语音与信号处理会议研讨会（ICASSPW），第1–5页（2023）。IEEE[51] Shi, Y.等：基于里德伯原子探头的近场天线测量。Optics Express 31(12)，18931–18938（2023）[52] Sedlacek, J.A.等：利用蒸气池中里德堡原子的明亮原子共振进行微波电测量。《自然·物理》8(11)，819–824（2012）[53] Anderson, D.A., Sapiro, R.E., Raithel, G.：一种自校准、可溯源至国际单位制的里德堡原子射频电场探头与测量仪器。IEEE天线与传播汇刊69(9)，5931–5941（2021）[54] Alexander, M., Palikaras, G., Sani, A., Rajab, M.：电小天线低反射率天线支撑件的表征，以及通过光纤测量方向图以消除共模电流误差。载于：自动射频与微波测量学会（ARMMS）会议论文集（2009）[55] Holloway, C.L.等：基于量子的功率标准：利用里德堡原子在矩形波导中实现可溯源至国际单位制的射频功率测量技术。《应用物理快报》113(9)（2018）

[56] Simons, M.T.、Haddab, A.H.、Gordon, J.A.、Novotny, D.、Holloway, C.L.：将里德堡原子传感器嵌入天线，用于射频场和调制信号的相位与幅度检测。IEEE Access**7**，164975–164985（2019）[57] Holloway, C.L.、等：基于原子的射频电场计量：从自校准测量到亚波长和近场成像。IEEE电磁兼容汇刊**59**（2），717–728（2017）[58] Simons, M.T.、Gordon, J.A.、Holloway, C.L.：用于便携式基于里德堡原子的射频电场传感器的光纤耦合蒸气室。应用光学**57**（22），6456–6460（2018）[59] Yuan, S.、等：基于里德堡原子的全向天线。Optics Express**32**（5），8379–8388（2024）[60]Fleischhauer, M.、Imamoglu, A.、Marangos, J.P.：电磁感应透明：相干介质中的光学。现代物理评论**77**（2），633–673（2005）[61]Yaghjian, A.：近场天线测量概述。IEEE天线与传播汇刊**34**（1），30–45（2003）[62] Wang, Z.、Bovik, A.C.、Sheikh, H.R.、Simoncelli, E.P.：图像质量评估：从误差可见性到结构相似性。IEEE 图像处理汇刊**13**（4），600–612（2004）[63] Lacomme, P.、Hardange, J.-P.、Marchais, J.-C.、Normant, E.：点目标检测。载于：Lacomme, P.、Hardange, J.-P.、Marchais, J.-C.、Normant, E.（编）：《机载与星载雷达系统》，第59–84页。William Andrew Publishing，诺里奇，纽约，美国（2001）[64] Xing, R.-H.、Jing, M.-Y.、等：芯片级里德堡原子静电计。arXiv预印本 arXiv:2508.18163（2025）

补充信息

S.1 非侵入式单端光纤集成里德堡探针中的速度选择性电磁感应透明方案

该非侵入式探测光通过电磁感应透明和四能级铯阶梯系统中的Autler–Townes（EIT–AT）分裂，测量局部微波电场。 如图S1a所示，波长为852 nm的探测激光驱动 $|6S_{1/2}\rangle \to |6P_{3/2}\rangle$，波长为510 nm的耦合激光驱动 $|6P_{3/2}\rangle \to |44D_{5/2}\rangle$，频率为8.556 GHz的微波场耦合 $|44D_{5/2}\rangle \to |45P_{3/2}\rangle$。在微波场存在时，EIT共振分裂为两个Autler–Townes分量，其间隔为 Δf，从而得到

$$|E| = \frac{h}{\wp_{\mathrm{RF}}}\,\Delta f, \tag{S.1}$$

其中， h为普朗克常数， $\wp_{\mathrm{RF}}$ 为跃迁偶极矩。

在单端探针中，852 nm 光束经高反射涂层反射，形成相对于 510 nm耦合光束传播的同向和反向探测光分量（图 S1d）。因此，与仅有探测光和耦合光束反向传播的传统几何构型不同，测得的电磁感应透明–Autler–Townes 光谱包含两个多普勒选定分支（同向/反向）。下文采用一维多普勒模型来解释图 S1b、c 中的分支位置、相对幅度和线宽。

我们将 z 轴选为沿 510 nm耦合光束的传播方向，并用 v 表示沿 z 的原子速度分量。在实验中，探测激光和耦合激光的失谐均相对于零速度跃迁定义，分别记为 Δ_{p0}（设定值）和 Δ_{c0}（扫描变量）。由于耦合光束沿 $+z$ 传播，且 $k_{c+} = +k_c = \omega_c/c$，多普勒频移后的耦合激光失谐为

$$\Delta_c(v) = \Delta_{c0} - k_{c+}v. \tag{S.2}$$

反向反射的 852 nm 探测光提供两个分量，分别以 $k_{p+} = +k_p = \omega_p/c$ （同向传播）和$k_{p-} = -k_p$ （反向传播），从而得到

$$\Delta_p^{\mathrm{co}}(v) = \Delta_{p0} - k_{p+}v, \tag{S.3}$$

$$\Delta_p^{\mathrm{ctr}}(v) = \Delta_{p0} - k_{p-}v = \Delta_{p0} + k_p v. \tag{S.4}$$

对于每个分支，原子参考系中的双光子失谐为

$$\delta_{2\gamma}^{\mathrm{co/ctr}}(v) = \Delta_p^{\mathrm{co/ctr}}(v) + \Delta_c(v) = (\Delta_{p0} + \Delta_{c0}) - K_{\mathrm{co/ctr}}v, \tag{S.5}$$

with

$$K_{\mathrm{co}} = k_{p+} + k_{c+} = k_p + k_c, \qquad K_{\mathrm{ctr}} = k_{p-} + k_{c+} = k_c - k_p. \tag{S.6}$$

对于给定的 Δ_{p0}，每个分支中的电磁感应透明信号主要由接近单光子探测共振和双光子共振的原子主导，我们将其概括为

$$|\Delta_p^{\mathrm{co/ctr}}(v)| \lesssim \gamma_p, \qquad |\delta_{2\gamma}^{\mathrm{co/ctr}}(v)| \lesssim \gamma_{2\gamma}, \tag{S.7}$$

其中 γ_p 和 $\gamma_{2\gamma}$ 是有效的单光子线宽和双光子线宽。

施加 $\Delta_p^{\mathrm{co/ctr}}(v) \approx 0$ 后，得到探测选择的速度类别

$$v_{\mathrm{co/ctr}} \approx \pm\frac{\Delta_{p0}}{k_p}, \tag{S.8}$$

其中，上（下）号对应同向传播（反向传播）的探测光分量。将式S.5代入 $v_{\mathrm{co/ctr}}$ 并要求 $\delta_{2\gamma}^{\mathrm{co/ctr}}(v_{\mathrm{co/ctr}}) \approx 0$，即可得到扫描 Δ_{c0} 轴上两个电磁感应透明分支的位置，

$$\Delta_{c0}^{\mathrm{co/ctr}} \approx \pm\frac{k_c}{k_p}\,\Delta_{p0}, \tag{S.9}$$

与图中观察到的对称分裂一致S1b。

两个分支的相对高度取决于速度空间中的多普勒接受度。根据式（S.5），双光子条件 $|\delta_{2\gamma}^{\mathrm{co/ctr}}(v)| \lesssim \gamma_{2\gamma}$ 对应的特征速度宽度为

$$\Delta v_{\mathrm{co/ctr}} \sim \frac{\gamma_{2\gamma}}{|K_{\mathrm{co/ctr}}|}. \tag{S.10}$$

对于 852 nm/510 nm 阶梯型跃迁，$|k_c - k_p| \ll |k_c + k_p|$，因此 $|K_{\rm ctr}| \ll |K_{\rm co}|$ 和 $\Delta v_{\rm ctr} \gg \Delta v_{\rm co}$。因此，反向传播分支对麦克斯韦–玻尔兹曼分布中宽得多的速度切片进行积分，因而更强；而同向传播分支则较弱。

扫描耦合失谐 Δ_{c0} 对应的线宽 可通过由 $\delta_{2\gamma}^{\rm co/ctr}(v_{\rm res}) \approx 0$定义的共振速度$v_{\rm res}^{\rm co/ctr}(\Delta_{c0})$来理解，即

$$v_{\rm res}^{\rm co/ctr}(\Delta_{c0}) \simeq \frac{\Delta_{p0}+\Delta_{c0}}{K_{\rm co/ctr}}, \qquad \frac{{\rm d}v_{\rm res}^{\rm co/ctr}}{{\rm d}\Delta_{c0}} \simeq \frac{1}{K_{\rm co/ctr}}. \tag{S.11}$$

在反向传播分支中，$|K_{\rm ctr}|$ 较小，因此 Δ_{c0} 的微小变化就会导致$v_{\rm res}$大幅偏移，使共振原子迅速进入速度分布的尾部，从而产生较窄的谱特征。相比之下，同向传播分支的 $|K_{\rm co}|$大得多，因此 $v_{\rm res}$ 随 Δ_{c0}变化缓慢，产生的谱特征更宽但更弱。

这一多普勒图像解释了为什么当 $\Delta_p \neq 0$时，电磁感应透明光谱会分裂成较弱、较宽的同向传播分支和较强、较窄的反向传播分支（图 S1b）。在主要实验中，我们选择 Δ_p =+80 MHz，以在光谱上分离反向传播分支，并利用其 Autler–Townes劈裂，通过公式（S.1）提取局部微波电场。

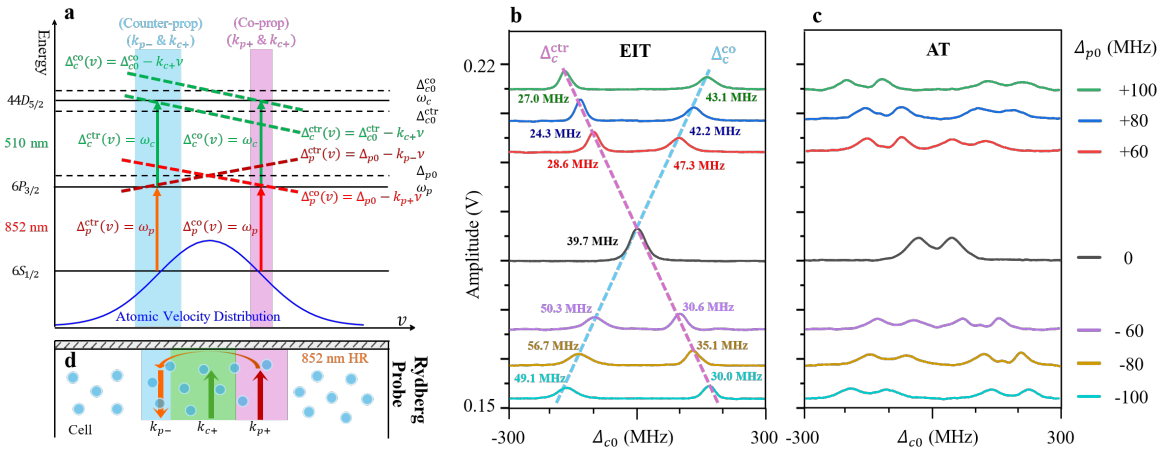

图 S1 非侵入式单端光纤集成铷近场探针中的速度选择性电磁感应透明–Autler–Townes光谱学。a 单端几何结构中的速度选择方案。510 nm耦合光束沿+z (k_{c+})传播，而 852 nm探测光经高反射涂层回射，形成同向和反向传播分量（k_{p+}和 k_{p-}）。对于固定的探测光失谐 Δ_{p0}（相对于零速度跃迁定义），两个探测光分量分别与两个方向相反的速度类别相互作用，从而在不同的扫描耦合失谐 Δ_{c0}处产生两个电磁感应透明分支。b 测得的电磁感应透明光谱随扫描耦合失谐 Δ_{c0} 的变化，展示不同固定探测光失谐 Δ_{p0} 下的结果（以颜色区分，单位为 MHz）。在 $\Delta_{p0} = 0$ 时，同向和反向传播分支在 $\Delta_{c0} = 0$附近重叠；当 $\Delta_{p0} \neq 0$ 时，两个峰近似线性且对称地分离，$\Delta_{c0}^{\rm co/ctr} \approx \pm(k_c/k_p)\,\Delta_{p0}$。峰旁的数字表示半峰全宽。c 存在微波场时对应的 Autler–Townes光谱，在相同条件下测量，并以 Δ_{c0}为横轴绘制。窄反向传播电磁感应透明分支的 AT劈裂 Δf（例如在 $\Delta_{p0} = +80$ MHz处）用于通过公式 (S.1) 提取局部微波电场幅值。d 单端探头的示意图，显示探测光回射后在蒸气池中形成的三个光学波矢（k_{p-}、k_{c+}、k_{p+}）。

S.2 使用结构相似性指数（SSIM）量化微波成像的保真度

为补充正文公式 (2) 中的简要定义，我们在此总结结构相似性指数（SSIM）的标准分解方式 [S3]，将归一化微波电场图分解为亮度、对比度和结构分量。

亮度分量 μ_i 和 μ_j分别表示图像 i 和 j中的局部平均场强，它们由局部窗口内归一化的电场强度 $E_{i,\,k}$ 和 $E_{j,\,k}$ 计算得出：

$$\mu_i = \frac{1}{N}\sum_{k=1}^{N} E_{i,k}, \tag{S.12}$$

其中， N 为窗口中的像素数。对比度分量 σ_i 和σ_j用于量化场分布中的局部变化，其值由标准差给出

$$\sigma_i = \left(\frac{1}{N-1} \sum_{k=1}^{N} (E_{i,k} - \mu_i)^2 \right)^{1/2}, \tag{S.13}$$

以及结构分量 σ_{ij}，用于捕捉两个场图之间的协方差，表示为

$$\sigma_{ij} = \frac{1}{N-1} \sum_{k=1}^{N} (E_{i,k} - \mu_i)(E_{j,k} - \mu_j). \tag{S.14}$$

利用这些量，亮度比较函数为

$$l(i,j) = \frac{2\mu_i\mu_j + C_1}{\mu_i^2 + \mu_j^2 + C_1}, \tag{S.15}$$

对比度比较函数为

$$c(i,j) = \frac{2\sigma_i\sigma_j + C_2}{\sigma_i^2 + \sigma_j^2 + C_2}, \tag{S.16}$$

以及结构 比较函数，它与两个归一化场分布之间的相关系数有关 ld
分布 , is

$$s(i,j) = \frac{\sigma_{ij} + C_3}{\sigma_i\sigma_j + C_3}. \tag{S.17}$$

SSIM 指数的一般形式可表示为

$$\mathrm{SSIM}(i,j) = [l(i,j)]^{\alpha}[c(i,j)]^{\beta}[s(i,j)]^{\gamma}, \tag{S.18}$$

其中， $\alpha > 0$、 $\beta > 0$ 和 $\gamma > 0$ 分别为亮度、对比度和结构的相对贡献赋予权重。

为简化起见，我们设 $\alpha = \beta = \gamma = 1$ 和 $C_3 = C_2/2$，并采用 $C_1 = (K_1 L)^2$ 和 $C_2 = (K_2 L)^2$，其标准值为 $K_1 = 0.01$， $K_2 = 0.03$和 $L = 1$ 归一化场的动态范围。采用这些设定，将式（S.15）–（S.17）代入式（S.18），即可得到正文式（2）中的 SSIM 表达式，其取值范围为 0 到 1，并且两幅微波场图越相似，该值越大。

S.3 微波 芯片天线紧凑近场中的非侵入式成像 a

使用里德堡探针表征紧凑近场（CNF）微波电场——此处将其定义为电尺寸较小的芯片天线的反应近场区域，且该区域完全位于探测光覆盖范围内。这类 CNF 区域常见于空间受限的环境，例如 MIMO系统中的贴片天线或芯片天线 [S2]。根据互易性，发射天线的远场辐射方向图与其接收方向图相同，因此，要根据 CNF测量准确重建接收方向图，需要使用高度非侵入式的探针。

在我们的实现中，被测天线是一款商用超宽带（UWB）芯片天线，其辐射轮廓近似呈椭圆形（见图1b和图S2 d）。根据正文中的公式（1），在.556 GHz工作频率下，相应的紧凑近场（CNF）区域从0延伸至35 mm。

我们采用三种方法表征CNF场分布：将CST仿真作为名义上的非侵入式参考（图S2a）、使用里德堡探针进行非侵入式成像（图S2b），以及使用与被测天线型号相同的传统金属探针天线进行成像以作比较（图S2c）。天线几何结构和安装配置如图S2d所示。

图S2b中的里德堡测量忠实再现了模拟椭圆形辐射区域的形状和范围。相比之下，若使用第二个相同的超宽带芯片天线作为探针（图S2c），测得的场分布图会严重失真。这种失真主要是由近距离下的强互耦造成的：金属探针天线显著扰动了它本应测量的CNF，导致场分布图失真。

使用结构相似性指数进行定量比较，里德堡探针的结构相似性指数(b， a) $= 0.918$，而金属天线探针的结构相似性指数(c， a) $= 0.297$，这表明里德堡测量结果与模拟参考结果更加吻合。这些结果凸显了真正非侵入式探测对于集成式和高密度天线系统紧凑型近场表征的重要性。

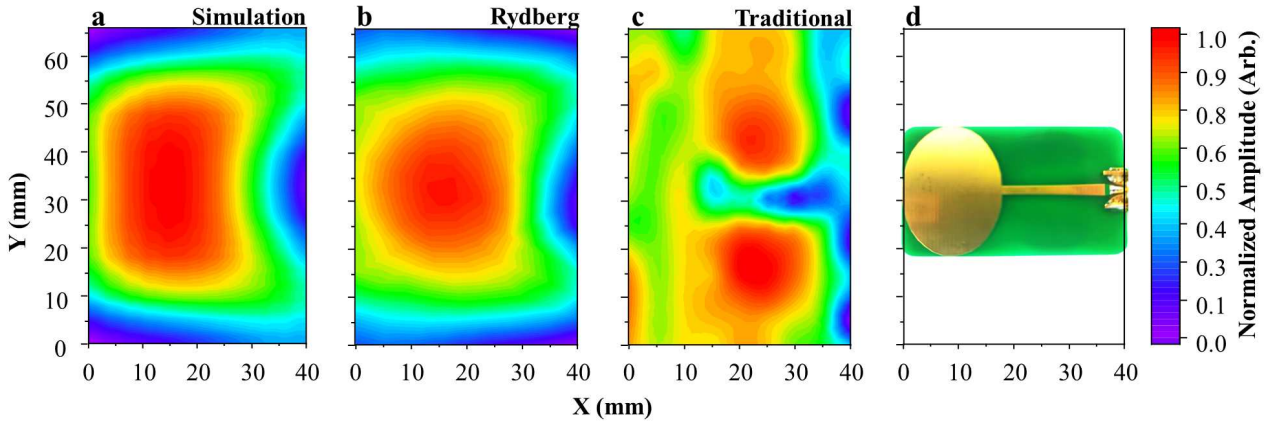

图 S2 芯片天线紧凑近场区域内的微波电场分布。a CST 仿真的场分布，用作非侵入式参考。b 使用里德伯原子探头获取的测量场分布。c 使用与被测天线型号相同的传统金属天线获取的场分布。d 超宽带芯片天线的物理尺寸和安装几何结构（XY 平面，$Z = 15$ mm，$\Delta X = 5$ mm，$\Delta Y = 5$ mm）。

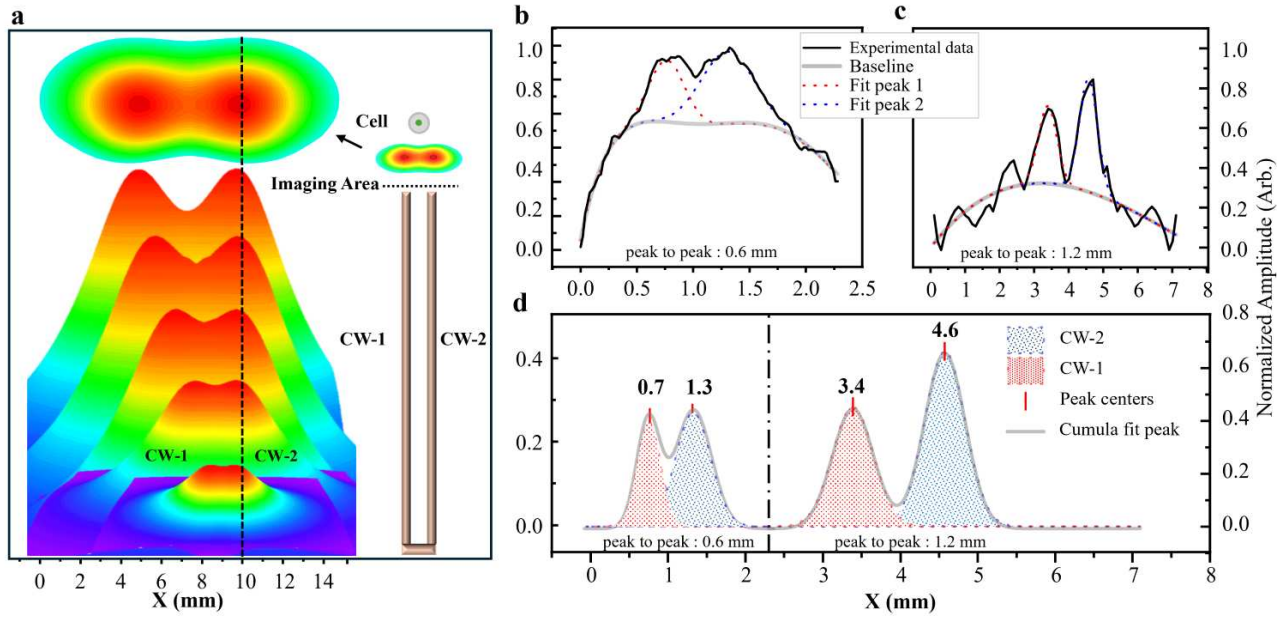

图 S3 非侵入式微波近场成像的空间分辨率表征。a CST 仿真的导线尖端附近电场幅值，间距为 $\Delta d = 1$–5 mm（步长 1 mm），显示峰峰间距随 Δd 变化。b 导线间距为 $\Delta d = 1.2$ mm（$\Delta d = 0.6$ mm）时沿 X 方向的一维电场剖面。c 间距为 $\Delta d = 0.3$ mm（X mm）时的对应剖面。d 对 b 和 c 中的曲线进行基线扣除和峰值拟合后得到的双峰曲线。

S.4 空间 非侵入式微波反应近场成像的空间分辨率

为评估里德伯原子探头在微波反应近场（反应近场）成像中的空间分辨率，我们采用双铜线目标，并遵循雷达成像中空间分辨率的标准定义 [S1]：能够区分两个点目标的最小间距。该配置有效地提供了一对经过校准的点状散射体，用于分辨率测试。

如图S3a 所示，两根平行铜线（直径为 0.6 mm）由功率相同的 8.556 GHz 微波信号驱动。针对 $\Delta d = 1$–5 mm 的 CST 仿真显示，导线尖端附近出现两个局部极大值，其峰间距与设定的导线间距 Δd 一致（为清晰起见，每幅图均单独归一化）。这验证了使用测得的尖端电场峰间距作为定量指标来校准反应近场成像系统空间分辨率的可行性。

图S3b 和S3c 分别显示了导线间距为 $\Delta d = 1.2$ mm 和$\Delta d = 0.6$ mm 时测得的一维剖面。间距为 1.2 mm 时，双峰清晰可辨，两个峰各自对应一根导线。间距为 0.6 mm 时，系统分辨率接近极限，两个峰开始重叠，但仍勉强可以区分。

为增强峰的可见度，对图 S3b 和S3c 中的原始数据进行基线扣除与峰拟合相结合的处理。利用双峰区域之外的数据估算基线，并与峰同时进行拟合。图S3d 中的处理后曲线显示，在两种间距配置下均有两个清晰分离的极大值。高斯拟合得到间距为 1.2 mm 时两个峰的半高全宽（FWHM）分别为 0.625 mm 和 0.620 mm，与铜线直径非常接近。间距为 0.6 mm 时，从处理后数据中提取的峰间距约为 0.62 mm，与实际间距吻合良好；在波长为 35 mm 时，对应于约 $\lambda/56$ 。

因此，这些测量将当前 RNF 成像系统的实验空间分辨率确定为约 0.62mm（$\lambda/56$）。

S.5 里德伯原子探头的雷达散射截面

当电磁（EM）波照射到目标上时，部分能量会沿不同方向重新辐射；这种重新辐射称为散射，而该目标则被称为散射体。雷达散射截面（RCS）量化了将电磁功率散射回源或接收器方向的有效面积 [S2]。对于微波近场探针而言，RCS 是一个关键品质因数：较小的 RCS 意味着对环境场的扰动较弱，从而能够实现更具非侵入式特性的成像。

因此，我们使用 CST 仿真，在与实验几何结构相匹配的条件下比较各种候选近场探针的 RCS。在所有仿真中，微波频率、极化和入射方向均与实验设置一致。如图 S4b 所示，其中坐标轴和角度ϕ 以及 θ 均根据探针几何结构定义，入射波沿正 Z 方向传播，其极化沿 $\phi = 0°$。仿真的目标包括石英蒸气池、由各种材料制成的金属池以及一根超宽带芯片天线。

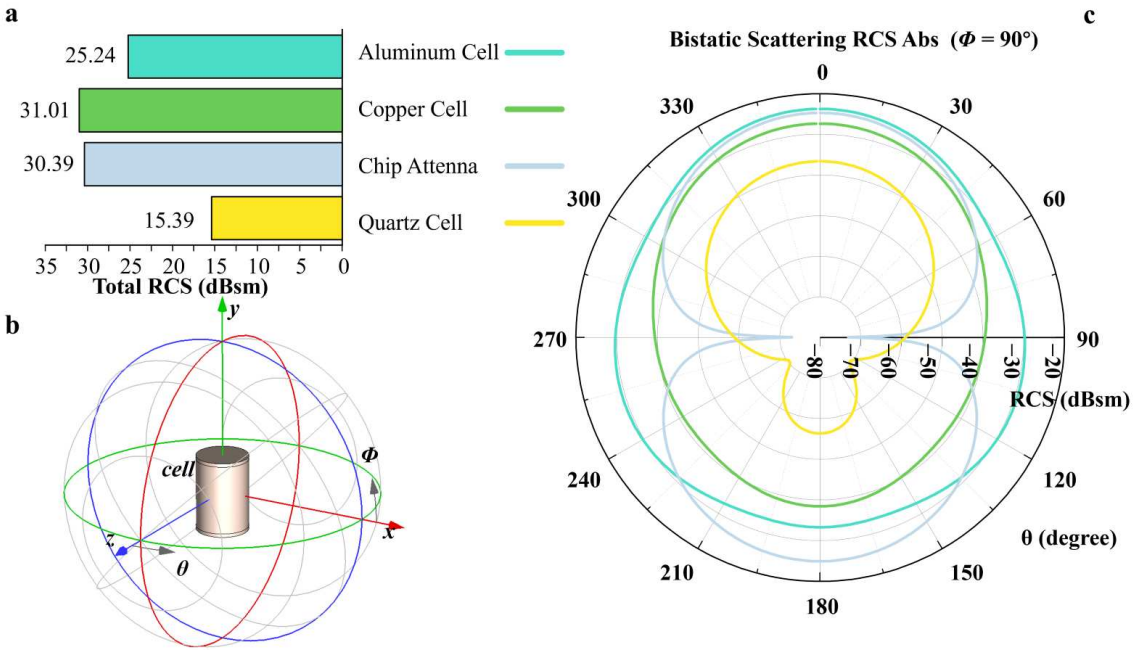

图 S4 里德伯原子探头的雷达散射截面（RCS）仿真。a 芯片天线和不同材料宏观气室的总雷达散射截面。每个气室均为直径 15 mm、高度 20 mm 的圆柱体。b 目标位置和微波极化方向示意图。c 当 $\phi = 90°$ 时，不同材料微尺度池的雷达散射截面。

蒸气池和芯片天线的几何形状均选取为与实验中使用的相匹配。里德伯原子蒸气池由石英制成，而传统金属天线通常由铜或铝制成。图 S4a 比较了芯片天线与不同材料宏观圆柱形池的总雷达散射截面；图 S4c 展示了缩小尺寸的池对应的结果。在所有测试的结构中，石英池在所有极角范围内的总雷达散射截面最低 θ。对于尺寸和形状相同的池，石英池的雷达散射截面显著低于铜池或铝池。尽管芯片天线的形状略有不同，体积也稍小，但在整个角度范围内，其雷达散射截面仍高于石英池。

里德堡探针的另一项优势是其尺寸不受微波波长限制：蒸气池尺寸可缩小至远小于 λ，且不影响传感性能；而传统金属天线微型化至深亚波长区域时，效率会降低。综上，这些模拟表明，里德伯原子微波电场传感器具有显著的

优势，凭借其固有的低雷达散射截面和可扩展的全介质几何结构，适用于非侵入式近场成像，优于传统金属天线。

参考文献

[S3] Wang, Z., Bovik, A.C., Sheikh, H.R., Simoncelli, E.P.：图像质量评估：从误差可见性到结构相似性。IEEE Transactions on ImageProcessing **13**(4), 600–612 (2004)

[S2] Vinetti, P.：一种非侵入式近场和极近场无相位天线表征系统。博士论文，那不勒斯费德里科二世大学 (2008)

[S1] Lacomme, P., Hardange, J.-P., Marchais, J.-C., Normant, E.：点目标检测。载于：Lacomme, P., Hardange, J.-P., Marchais, J.-C., Normant, E. (编)《机载与星载雷达系统》，第 59–84 页。William Andrew Publishing，诺里奇，纽约，美国 (2001)