

系统的仿真^[83, 86]和聚焦电子束工艺实验^[72]证明了这种补偿方法的可行性。然而，这种方法可补偿的缺陷的大小受限。缺陷较大时补偿难度更大，甚至无法补偿。可将补偿修复视为一道防线，在掩模图形沉积完成后减少检测阶段遗漏的可印出白板缺陷对成像的影响^[70]。

多层膜缺陷为振幅与相位混合型物体，仅通过修改吸收层轮廓进行补偿，明显具有局限性。这种补偿方法只在一定焦深范围内有效，不能完全恢复到无缺陷掩模在整个焦深范围内的成像性能。为了解决多层膜缺陷修复中的相位问题，提出了利用纳米加工技术刻蚀多层膜顶部钼硅膜层^[87]或沉积薄碳层^[88]进行缺陷修复的方法。然而，这种方法的可行性，尤其是修复后图形的长期稳定性（例如，抗掩模清洁损伤性）尚未得到证明。未来需要对不同缺陷缓解方案进行研究，以找出最实用的多层膜缺陷修复方案。由于缺陷和杂散光问题的存在，EUV 光刻中一般更偏好使用暗场掩模。

6.7 EUV 光刻的光学分辨率极限

历史表明，对光刻分辨率极限进行的预测，大概率都会失败。根据 20 世纪 70 年代末的文献，光学投影光刻的分辨率将达到其极限：1mm。多年来，对光学投影光刻极限的预测不断发生变化（参见 Harry Levinson 的书^[89]第 10 章）。如今，ArF 浸没式光刻技术单次曝光已经能够刻出半周期为 40nm 的图形。

第一批 EUV 光刻机的单次曝光分辨率约为 20nm。未来，EUV 光刻机和工艺的分辨率将更高。本书不再预测 EUV 光刻终极极限（做出错误的预测）。我们将从 2020 年的现状出发，概述技术解决方案和技术问题。阿贝 - 瑞利公式 [式 (2.20)] 中包含决定分辨率的三个参数：波长 λ 、数值孔径 NA 和工艺因子 k_1 。本节从这三方面出发讨论可能的分辨率增强方法。9.2.4 节介绍 EUV 光刻中掩模形貌效应对光刻性能的限制以及各种缓解策略。限制分辨率进一步提高的最关键因素为第 10 章中介绍的随机效应。10.4 节介绍了几种利用新型光刻胶材料和工艺应对挑战的方法。

6.7.1 6. x nm 波长 EUV 光刻 (BEUV 光刻)

减小波长是最明显的 EUV 光刻分辨率增强方法。这方面的研究集中在 6.7nm 波长。然而，波长的变化将对光刻系统的光源、多层膜和光刻胶等所有部分产生重大影响。

钆和铽等离子体 BEUV 光刻光源实验研究方面的文献 [90, 91] 中报道的转换效率为 0.5%，仅为 EUV 光刻源转换效率的十分之一。B/La 或 BC₄/La 多层膜反射镜是 BEUV 候选反射光学元件^[92]。仿真表明，这种 200 层的多层膜系统的反射率可

以接近 70%。然而，实验研究报道的反射率数据明显较低。研究人员将这一问题归因于多层膜系统内形成的夹层。此外，文献中多层膜支持的 BEUV 光的带宽和入射角范围比 Mo/Si 多层膜在 13.5nm 波长下的带宽和入射角范围要小得多。

Kozawa 和 Erdmann^[93] 对化学放大光刻胶中的像、敏化过程和化学反应进行仿真，评估光刻胶在 6.67nm 波长 EUV 曝光中的性能。Yasin Ekinci 等人^[94] 通过干涉光刻技术对各种光刻胶材料进行了实验研究。研究表明，无机光刻胶在 BEUV 波长下的性能更优越。为了适用于 BEUV 光刻曝光，需要对有机化学放大光刻胶进行大量调整。

6.7.2 高数值孔径光刻

EUV 光刻采用了反射式投影系统设计，需要平衡成像质量和光强传输效率。每个多层膜反射镜只能反射约 65% 的入射光。增加反射镜数量会引入更多的优化自由度，有利于提高成像质量，但会降低系统的光强传输效率。当前，NA 为 0.33 的系统使用了六面反射镜。

增大 NA 对像方（硅片）和物方（掩模）都有影响。Sascha Migura 等人^[95] 和 Jan van Schoot 等人^[96] 的文章对此进行了解释，给出了一些可能的设计方案。以下关于高 NA EUV 系统的内容改编自 ASML 和蔡司的相关文献。

图 6.22 为 EUV 投影系统的设计示例。可以看到增大 NA 对硅片面的影响。NA 增加后需要一面更大的（最后一面）反射镜。左侧和中间所示的小 NA 系统中，倒数第二面反射镜向外向右倾斜，最后一面反射镜被倒数第二面反射镜照明。进一步增加倾斜度将导致光在最后一面反射镜上的入射角范围过大，反射率损失严重。反射式多层膜对入射角的限制如图 6.5 所示。

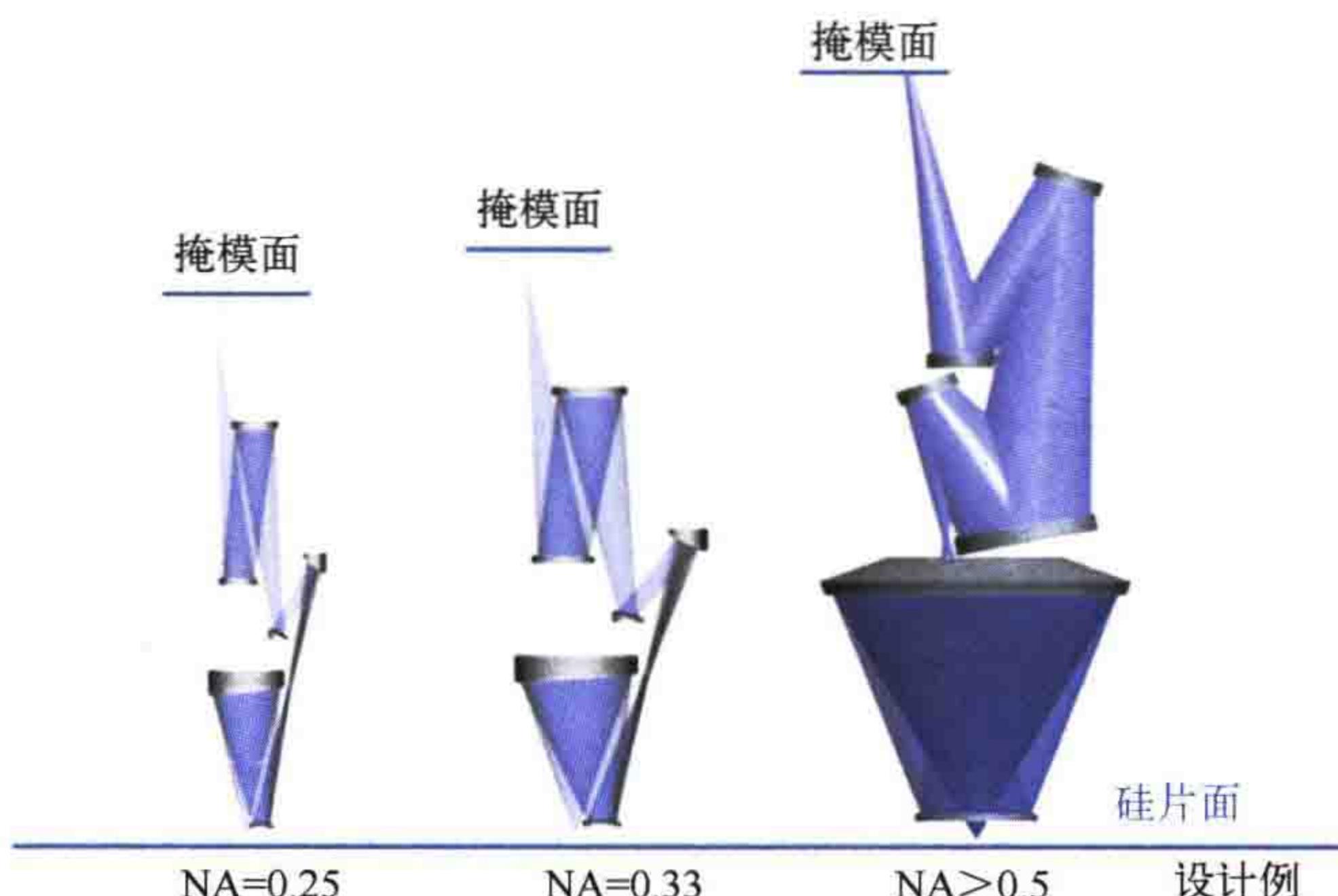


图 6.22 NA > 0.5 的组合倍率高 NA 投影物镜的设计例，与 NA=0.25 和 NA=0.33 的投影物镜系统的对比。转载自参考文献 [97]，由蔡司提供

因此，高 NA 系统的倒数第二面反射镜没有倾斜，而是采取了在最后两面反射镜上钻孔的方案（详情参见参考文献 [96] 的图 15）。这些孔在投影光瞳的中心产生一个暗区或遮拦。中心遮拦仅占光瞳面积的 4% ~ 6%，实际应用时不会对成像性能造成明显影响。

图 6.23 显示了增大 $4 \times$ 缩小成像系统的 NA 给掩模面带来的影响。掩模 / 照明面的数值孔径定义为 $NA_{illu} = NA/M$ ，其中 M 是投影系统的放大（缩小）倍数，通常为 4。如图 6.23 左图所示， $NA=0.33$ 的系统中，在物方入射角为主光线角 ($CRAO=6^\circ$) 的倾斜照明条件下，入射光与掩模反射光可以分开。对于给定系统，增加 NA 将导致入射光锥和反射光锥发生明显重叠。采用这种结构无法将入射光和反射光分开。

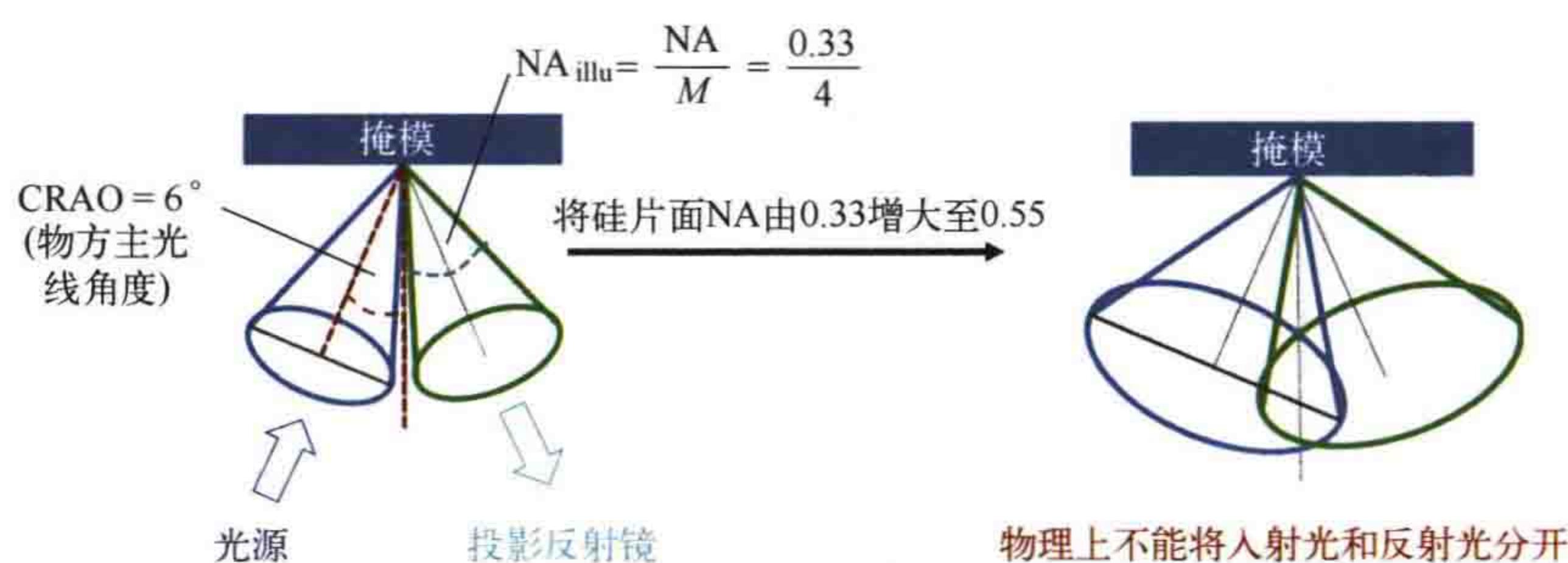


图 6.23 增大放大倍率引起的掩模面光路变化。改编自 Sascha Migura^[97] 和 Jack Liddle^[98] 的报告，由蔡司提供

解决该问题的第一个方法是将 CRAO 增加到 9° 左右。较大的 CRAO 和反射式掩模增大了高 NA EUV 投影系统的复杂度^[46, 99]。如图 6.24 左图所示，当入射角在投影物镜光瞳面上接近右边缘时，多层膜反射率明显下降。在这样的入射角下，多层膜反射率的降低导致的对比度损失过大，特别是对于水平方向密集图形。

改变缩小倍率是避免高数值孔径 EUV 系统中入射光和反射光发生重叠的首选方案。图 6.24 的中图和右图为改变缩小倍率之后的系统。中图为 x 和 y 方向缩小倍率都为 8 ($8 \times/8 \times$) 的系统及其相应反射率图。右图为非扫描方向和扫描方向缩小倍率分别为 4 和 8 ($4 \times/8 \times$) 的组合倍率系统及其相应反射率图。两种系统在主光线倾斜方向上的缩小倍率都更大。在有效入射角范围内，掩模多层膜的反射率几乎相同。沿 x 轴（垂直于主光线的倾斜方向）的缩小倍率变化对光瞳内的多层膜反射率几乎没有影响。Jan van Schoot 等人介绍了图 6.24 右图所示的组合倍率投影物镜系统在产率方面的优势^[96]。

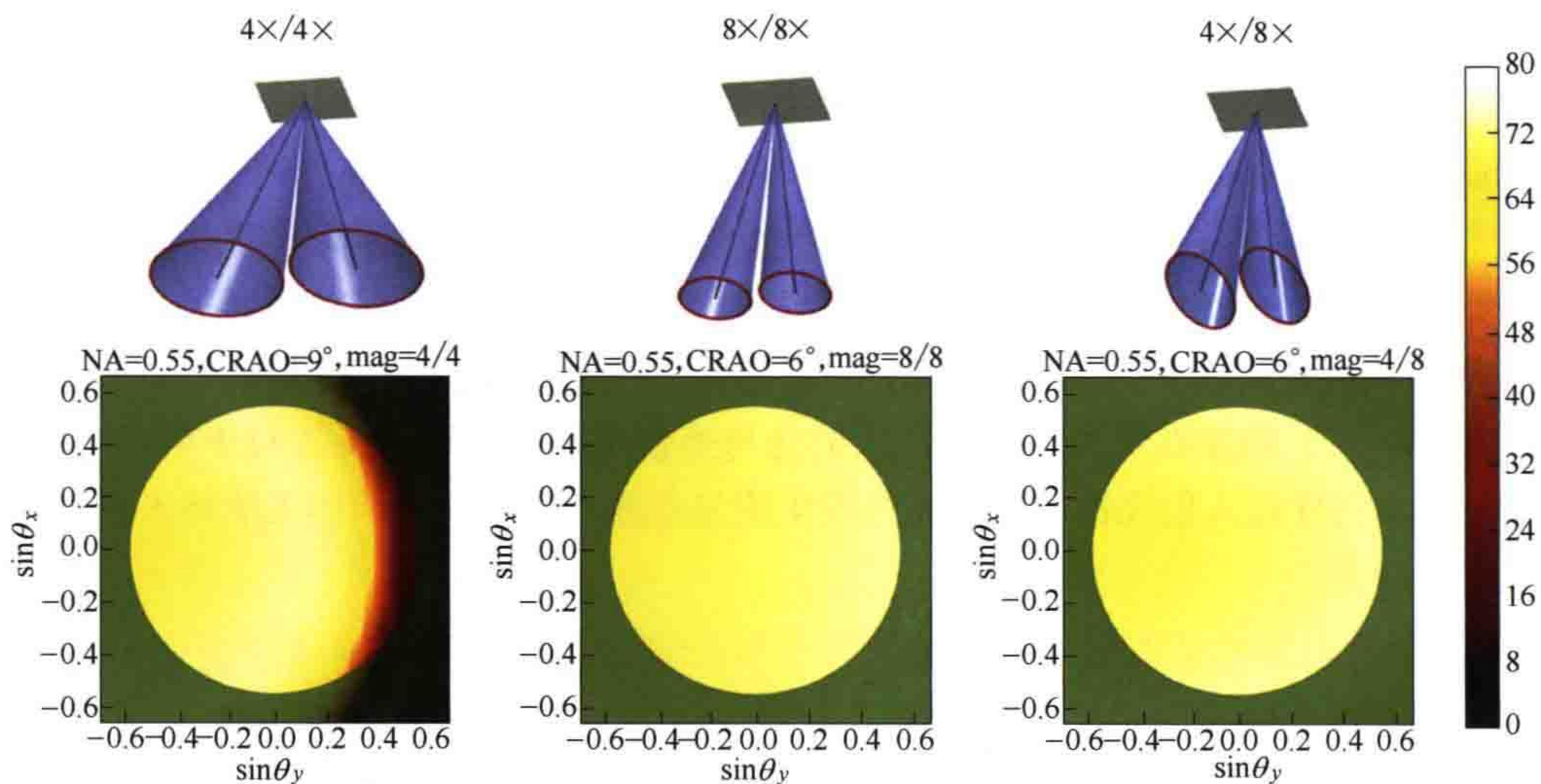


图 6.24 多层膜掩模白板的反射率随 $4 \times / 4 \times$ 系统（左）、 $8 \times / 8 \times$ 系统（中）以及 $4 \times / 8 \times$ 系统（右）入射角范围的变化。 x 和 y 方向角度为硅片面角度。圆表示数值孔径 NA=0.5 的边界。照明光锥示意图改编自 Sascha Migura 的报告^[97]，由蔡司提供，也可参考最近发表在 *Advanced Optical Technology* 杂志的论文^[23]

组合倍率投影物镜的应用对照明系统和掩模都产生了重要影响。在 x 和 y 方向上，照明系统和掩模的形状都必须按给定的比例进行缩放。如图 6.25 所示，物方椭圆形照明光瞳在像方转换为圆形光瞳。组合倍率照明可以由非对称场镜和相应的非对称瞳镜^[96]产生。

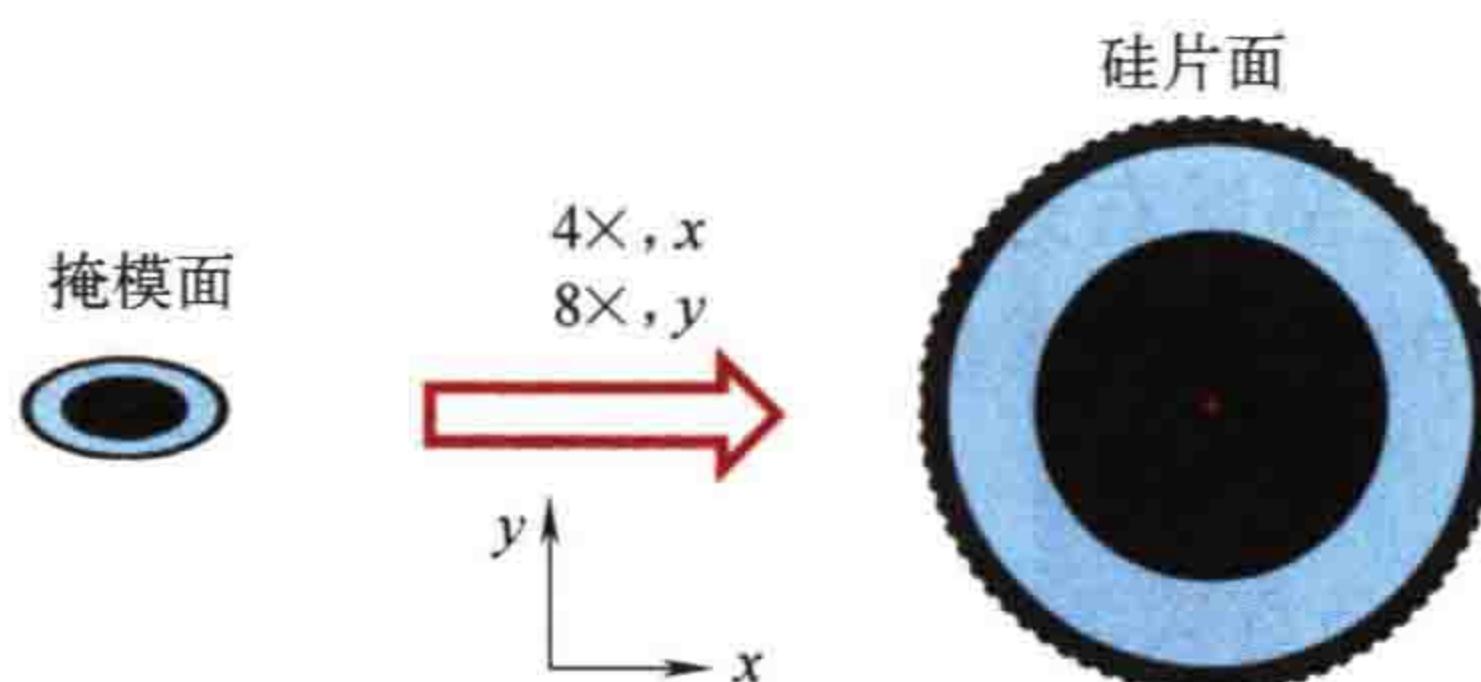


图 6.25 组合倍率投影物镜掩模面椭圆形入瞳到硅片面出瞳的转换。照明模式为环形照明。改编自 Sascha Migura 的报告，由蔡司提供

图 6.26 为掩模图形从物方到像方的变化示意图。实际中需要根据物方拉伸后的图形制作掩模。Gerardo Bottiglieri 等人^[100]讨论了组合倍率投影物镜对掩模误差增强因子（MEEF）的影响。由于线宽较小，垂直图形（沿 y 方向）对掩模形貌效应更敏感（见 9.2.4 节和参考文献 [24]）。

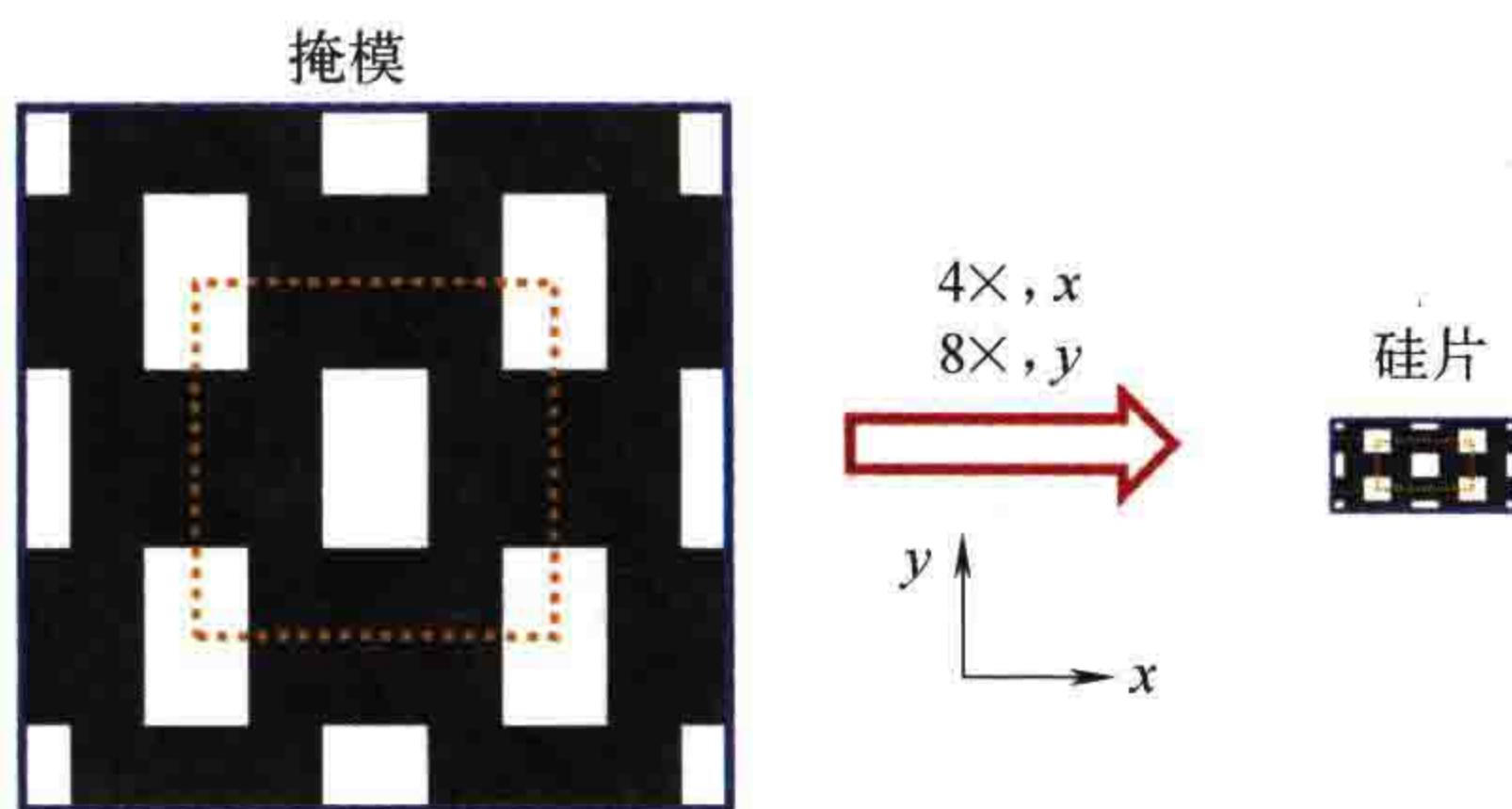


图 6.26 利用组合倍率投影物镜将掩模面六角形排列的接触孔（拉伸后的）转换到硅片面六角形排列的方形接触孔阵列。改编自 Jan van Schoot 等人^[101]；由 ASML 提供

高 NA 系统出射光线的角度更大（像面），对偏振效应更敏感。EUV 光刻等离子体光源的出射光是非偏振光。非偏振光照明条件下的成像对比度比优化后偏振光照明条件下的成像对比度低（参见 8.3 节）。DUV 光刻中光在空气 / 水 / 光刻胶界面处的折射降低了偏振对成像的影响。不同于 DUV 光刻，EUV 光在真空和光刻胶（折射率非常接近 1）内的偏振效应几乎相同。EUV 光与多层膜光学元件、掩模之间的相互作用会产生额外的偏振效应^[102]。理解与处理相关效应对推动高 NA EUV 光刻技术向其极限发展非常重要。

6.7.3 减小工艺因子 k_1 : EUV 光刻分辨率增强技术

DUV 光刻分辨率增强技术一般都可以应用于 EUV 光刻技术。最新一代 EUV 光刻机已经支持几种典型的离轴照明模式^[103, 104]。为解决与方向有关的阴影效应并补偿长程杂散光效应，需要对掩模进行光学邻近效应修正。EUV 光刻典型辅助图形的掩模面尺寸小于 10nm。制造这种高深宽比的微细图形非常有挑战性。此外，还提出了更薄但更宽的辅助图形^[105]。放置位置不对称是 EUV 光刻辅助图形的另一个特点。不对称放置可减轻系统的不对称效应并增大工艺窗口^[106]。

图 6.27 展示了几种新型 EUV 相移掩模。左上角的双层膜相移掩模或刻蚀型 AttPSM（衰减型 PSM）使用两层半透明吸收层获得一定的反射率（5% ~ 20%），同时相对于掩模无吸收层区域的反射光产生 180° 相移。这一概念提出于 1997 年^[107]，后来几位学者对其进行了仿真和实验研究^[108-110]。最近有研究表明 AttPSM 有可能降低掩模 3D 效应（见参考文献 [111]）。

刻蚀掉一部分多层膜并在刻蚀区内沉积吸收层，可对名义上不透光的图形赋予特定反射率和相移量。可通过增加额外刻蚀阻挡层来控制多层膜的刻蚀，如图 6.27 第一行中图所示。很多研究组对这种方法进行了研究，衍生出了多种变体^[109, 112-115]。图 6.27 右上角所示的相移掩模通过在多层膜中埋入相移层的方法控制多层膜顶部和底部反射光的叠加。通过优化相移层的厚度和垂向位置可以使来自顶部和底部的光

发生相消干涉，从而形成适用于 EUV 光刻的标准二元掩模。可视为二元掩模的一种替代方案。参考文献 [116] 的研究结果表明这种掩模具有良好的成像特性。然而，相移层上方多层膜位置的控制难度很大，再加上当前多层膜修复方法的能力有限，使得这种方法在实际应用中仍非常有挑战性。

图 6.27 的第二行显示了两种 EUV 光刻交替型相移掩模（AltPSM）的典型结构。右侧的 AltPSM 对多层膜整体进行位移，在原多层膜的下方产生一个微小的相移层，得到所需的相移量。Yan^[117] 最早提出了这种 AltPSM。左侧的刻蚀型 AltPSM 通过刻蚀名义相移透明区域内的部分多层膜实现所需的相移。多位学者已经发表了此类 AltPSM 的仿真研究结果^[109, 118]。刻蚀后的多层膜也可以用作 EUV 无铬 PSM，用于接触孔图形的光刻^[119, 120]。

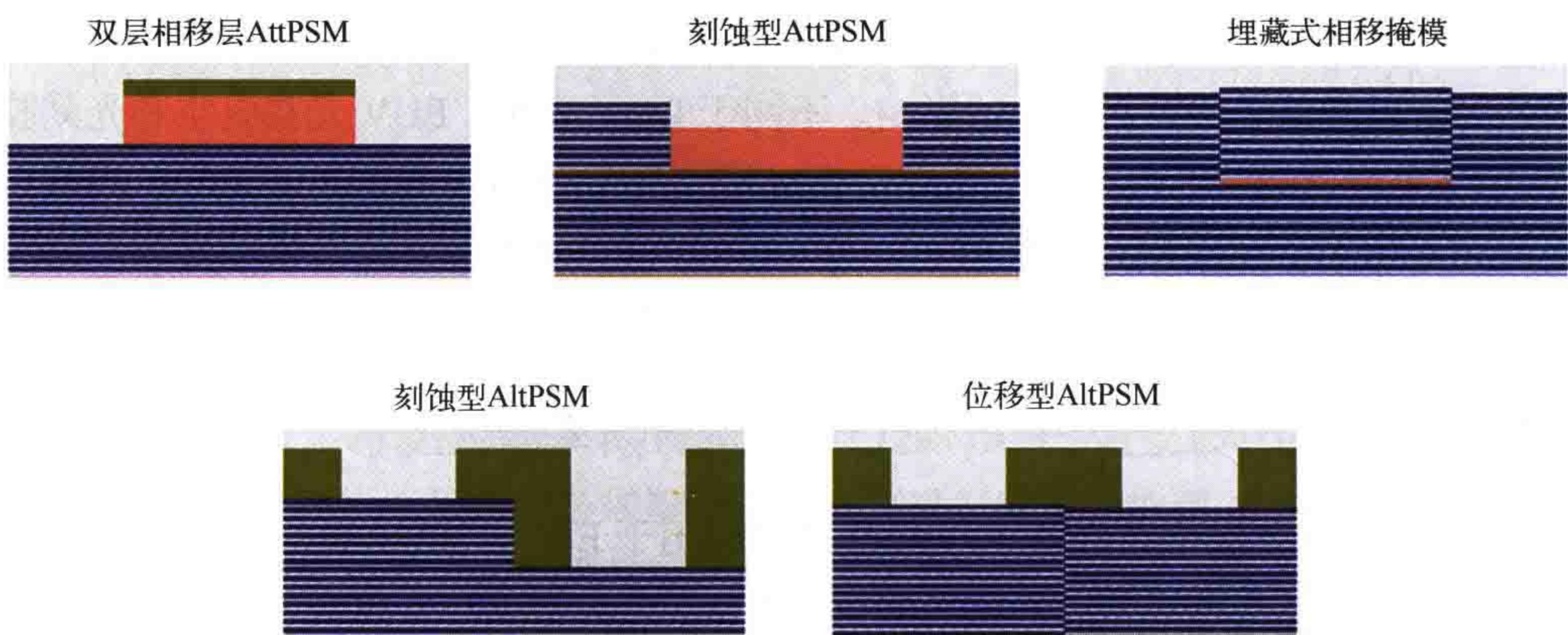


图 6.27 EUV 相移掩模。嵌入式衰减型相移掩模（左上），刻蚀型衰减相移掩模（上中），埋藏式相移掩模（右上），刻蚀型交替相移掩模（左下），位移型交替相移掩模（右下）。为了清楚地显示，只显示了部分多层膜

6.8 小结

波长为 13.5nm 的极紫外（EUV）光刻是优于高 NA DUV 浸没式光刻的单次曝光解决方案。采用预脉冲技术的激光等离子体（LPP）光源可将超过 5% 的高能脉冲激光能量转换为 EUV 光。由于所有材料都吸收 EUV 光，EUV 系统只能使用反射式光学元件，工作在真空环境中。

钼 / 硅（Mo/Si）多层膜反射镜能够反射 60% ~ 70% 的入射光。这些入射光的入射角分布在一定范围之内。光源发出的光经过掩模最终到达硅片。EUV 光刻掩模由反射式掩模白板以及沉积在其上的吸收层图形组成。

为了将反射光与入射光分开, EUV 光刻采用倾斜入射照明, 主光线入射角大约为 6°。

光在厚吸收层中的传播、在多层膜中的反射、吸收层对向上和向下传播的光的两次衍射以及倾斜照明导致了掩模形貌效应(三维厚掩模效应)。这是 EUV 光刻成像特有的效应, 包括与方向有关的特征尺寸/位置变化、与焦面有关的成像位置变化(非远心)、与照明有关的成像模糊, 以及与图形周期有关的最佳焦面位置偏移。9.2.4 节将讨论这些效应以及相应的缓解策略。

第一批用于量产的 EUV 光刻机的 NA 为 0.33, 分辨率小于 20 nm。未来, 高 NA EUV 光刻机的缩放倍率将与方向有关, 入射光倾斜方向即扫描方向上的缩放倍率为 8×, 在与之垂直的方向上为 4×。

高能 EUV 光子改变了入射光与光刻胶的相互作用方式。典型曝光剂量下 EUV 光子的数量很少。光刻胶内反应位点数也非常有限。这些特点加上化学物质的扩散和其他工艺细节, 使得 EUV 光刻需要在灵敏度、分辨率和线边粗糙度之间进行平衡。

参 考 文 献

- [1] B. Wu and A. Kumar, “Extreme ultraviolet lithography: A review,” *J. Vac. Sci. Technol. B* **25**, 1743, 2007.
- [2] V. Bakshi, Ed., *EUV Lithography*, 2nd ed., SPIE Press, Bellingham, Washington, 2018.
- [3] M. Lowisch, P. Kuerz, H.-J. Mann, O. Natt, and B. Thuering, “Optics for EUV production,” *Proc. SPIE* **7636**, 763603, 2010.
- [4] H. Kinoshita, R. Kaneko, K. Takei, N. Takeuchi, and S. Ishihara, “Study on x-ray reduction projection lithography (in Japanese),” in *Autumn Meeting of the Japan Society of Applied Physics*, 1986.
- [5] A. M. Hawryluk and L. G. Seppala, “Soft x-ray projection lithography using an x-ray reduction camera,” *J. Vac. Sci. Technol. B* **6**, 2162, 1988.
- [6] A. Yen, “EUV lithography: From the very beginning to the eve of manufacturing,” *Proc. SPIE* **9776**, 977659, 2016.
- [7] H. Meiling, W. P. de Boeij, F. Bornebroek, J. M. Finders, N. Harned, R. Peeters, E. van Setten, S. Young, J. Stoeldraijer, C. Wagner, H. M. R. Kool, P. Kurz, and M. Lowisch, “From performance validation to volume introduction of ASML’s NXE platform,” *Proc. SPIE* **8322**, 83221G, 2012.
- [8] V. Bakshi, Ed., *EUV Sources for Lithography*, SPIE Press, Bellingham, Washington, 2006.

- [9] V. Y. Banine, K. N. Koshelev, and G. Swinkels, “Physical processes in EUV sources for microlithography,” *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44**, 253001, 2011.
- [10] I. Fomenkov, D. Brandt, A. Ershov, A. Schafgans, Y. Tao, G. Vaschenko, S. Rokitski, M. Kats, M. Vargas, M. Purvis, R. Rafac, B. L. Fontaine, S. D. Dea, A. LaForge, J. Stewart, S. Chang, M. Graham, D. Riggs, T. Taylor, M. Abraham, and D. Brown, “Light sources for high-volume manufacturing EUV lithography: Technology, performance, and power scaling,” *Adv. Opt. Technol.* **6**, 173–186, 2017.
- [11] C. Wagner and N. Harned, “Lithography gets extreme,” *Nat. Photonics* **4**, 24–26, 2010.
- [12] E. R. Hosler, O. R. Wood, and W. A. Barletta, “Free-electron laser emission architecture impact on extreme ultraviolet lithography,” *J. Micro/Nanolithogr. MEMS MOEMS* **16**(4), 10–16, 2017.
- [13] A. Ferre, C. Handschin, M. Dumergue, F. Burgy, A. Comby, D. Descamps, B. Fabre, G. A. Garcia, R. Geneaux, L. Merceron, E. Mevel, L. Nahon, S. Petit, B. Pons, D. Staedter, S. Weber, T. Ruchon, V. Blanchet, and Y. Mairesse, “A table-top ultrashort light source in the extreme ultraviolet for circular dichroism experiments,” *Nat. Photonics* **9**, 93–98, 2015.
- [14] R. Soufli, *Optical Constants of Materials in the EUV/Soft X-Ray Region for Multilayer Mirror Applications*. PhD thesis, University of California, Berkeley, 1997.
- [15] D. Attwood, *Soft X-Rays and Extreme Ultraviolet Radiation: Principles and Applications*, Cambridge University Press, 2007.
- [16] H. Sewell and J. Mulkens, “Materials for optical lithography tool application,” *Annu. Rev. Mater. Res.* **39**, 127–153, 2009.
- [17] B. L. Henke, E. M. Gullikson, and J. C. Davis, “X-ray interactions: photoabsorption, scattering, transmission, and reflection at $E=50\text{--}30000\text{ eV}$, $Z=1\text{--}92$,” *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **54**, 181–342, 1993.
- [18] E. Gullikson, “X-Ray Interactions With Matter.” <http://henke.lbl.gov>.
- [19] S. Yulin, “Multilayer Interference Coatings for EUVL,” in *Extreme Ultraviolet Lithography*, B. Wu and A. Kumar, Eds., McGraw-Hill Professional, 2009.
- [20] A. L. Aquila, F. Salmassi, F. Dollar, Y. Liu, and E. M. Gullikson, “Developments in realistic design for aperiodic Mo/Si multilayer mirrors,” *Opt. Express* **14**(21), 10073–10078, 2006.
- [21] T. Feigl, S. Yulin, N. Benoit, and N. Kaiser, “EUV multilayer optics,” *Microelectron. Eng.* **83**, 703–706, 2006.
- [22] T. Oshino, T. Yamamoto, T. Miyoshi, M. Shiraishi, T. Komiya, N. Kandaka, H. Kondo, K. Mashima, K. Nomura, K. Murakami, H. Oizumi, I. Nishiyama, and S. Okazaki, “Fabrication of aspherical

- mirrors for HiNA (high numerical aperture EUV exposure tool) set-3 projection optics,” *Proc. SPIE* **5374**, 897, 2004.
- [23] A. Erdmann, D. Xu, P. Evanschitzky, V. Philipsen, V. Luong, and E. Hendrickx, “Characterization and mitigation of 3D mask effects in extreme ultraviolet lithography,” *Adv. Opt. Technol.* **6**, 187–201, 2017.
- [24] A. Erdmann, P. Evanschitzky, G. Bottiglieri, E. van Setten, and T. Fliervoet, “3D mask effects in high NA EUV imaging,” *Proc. SPIE* **10957**, 219–231, 2019.
- [25] N. Davydova, R. de Kruif, N. Fukugami, S. Kondo, V. Philipsen, E. van Setten, B. Connolly, A. Lammers, V. Vaenkatesan, J. Zimmerman, and N. Harned, “Impact of an etched EUV mask black border on imaging and overlay,” *Proc. SPIE* **8522**, 23–39, 2012.
- [26] N. Davydova, R. de Kruif, H. Morimoto, Y. Sakata, J. Kotani, N. Fukugami, S. Kondo, T. Imoto, B. Connolly, D. van Gestel, D. Oorschot, D. Rio, and J. Zimmerman, and N. Harned, “Impact of an etched EUV mask black border on imaging: Part II,” *Proc. SPIE* **8880**, 334–345, 2013.
- [27] D. Brouns, “Development and performance of EUV pellicles,” *Adv. Opt. Technol.* **6**, 221–227, 2017.
- [28] M. Kupers, G. Rispens, L. Devaraj, G. Bottiglieri, T. van den Hoogenhoff, P. Broman, A. Erdmann, and F. Wahlisch, “Particle on EUV pellicles, impact on LWR,” *Proc. SPIE* **11147**, 102–115, 2019.
- [29] R. Hershel, “Pellicle protection of the integrated circuit (IC) masks,” *Proc. SPIE* **275**, 23, 1981.
- [30] P.-Y. Yan, H. T. Gaw, and M. S. Yeung, “Printability of pellicle defects in DUV 0.5-um lithography,” *Proc. SPIE* **1604**, 106, 1992.
- [31] P. De Bisschop, M. Kocsis, R. Bruls, C. V. Peski, and A. Grenville, “Initial assessment of the impact of a hard pellicle on imaging using a 193-nm step-and-scan system,” *J. Micro/Nanolithogr. MEMS MOEMS* **3**(2), 239, 2004.
- [32] P. Evanschitzky and A. Erdmann, “Advanced EUV mask and imaging modeling,” *J. Micro/Nanolithogr. MEMS MOEMS* **16**(4), 041005, 2017.
- [33] L. Devaraj, G. Bottiglieri, A. Erdmann, F. Wählisch, M. Kupers, E. van Setten, and T. Fliervoet, “Lithographic effects due to particles on high NA EUV mask pellicle,” *Proc. SPIE* **11177**, 111770V, 2019.
- [34] M. F. Bal, *Next-Generation Extreme Ultraviolet Lithographic Projection Systems*. PhD thesis, Technical University of Delft, 2003.
- [35] R. M. Hudyma and R. Soufli, “Projection Systems for Extreme Ultraviolet Lithography,” in *EUV Lithography*, V. Bakshi, Ed., SPIE Press, Bellingham, Washington, 2008.
- [36] J. E. M. Goldsmith, P. K. Barr, K. W. Berger, L. J. Bernardz, G. F. Cardinale, J. R. Darnold, D. R. Folk, S. J. Haney, C. C. Henderson, K. L. Jefferson, K. D. Krenz, G. D. Kubiak, R. P. Nissen, D. J.

- OConnell, Y. E. Penasa, A. K. R. Chaudhuri, T. G. Smith, R. H. Stulen, D. A. Tichenor, A. A. V. Berkmoes, and J. B. Wronosky, "Recent advances in the Sandia EUV 10x microstepper," *Proc. SPIE* **3331**, 11, 1998.
- [37] J. E. M. Goldsmith, K. W. Berger, D. R. Bozman, G. F. Cardinale, D. R. Folk, C. C. Henderson, D. J. OConnell, A. K. RayChaudhuri, K. D. Stewart, D. A. Tichenor, H. N. Chapman, R. Gaughan, R. M. Hudyma, C. Montcalm, E. A. Spiller, S. Taylor, J. D. Williams, K. A. Goldberg, E. M. Gullikson, P. Naulleau, and J. L. Cobb, "Sub-100nm lithographic imaging with an EUV 10x microstepper," *Proc. SPIE* **3676**, 264, 1999.
- [38] P. P. Naulleau, K. A. Goldberg, and J. Bokor, "Extreme ultraviolet carrier-frequency shearing interferometry of a lithographic four-mirror optical system," *J. Vac. Sci. Technol. B* **18**, 2939, 2000.
- [39] P. P. Naulleau, K. A. Goldberg, S. H. Lee, C. Chang, D. Attwood, and J. Bokor, "Extreme-ultraviolet phase-shifting point-diffraction interferometer: a wave-front metrology tool with subangstrom reference-wave accuracy," *Appl. Opt.* **38**, 7252–7263, 1999.
- [40] D. G. Smith, "Modeling EUVL illumination systems," *Proc. SPIE* **7103**, 71030B, 2008.
- [41] M. Antoni, W. Singer, J. Schultz, J. Wangler, I. Escudero-Sanz, and B. Kruizinga, "Illumination optics design for EUV lithography," *Proc. SPIE* **4146**, 25, 2000.
- [42] M. Bienert, A. Göhnemeier, M. Lowisch, O. Natt, P. Gräupner, T. Heil, R. Garreis, K. von Ingen Schenau, and S. Hansen, "Imaging budgets for extreme ultraviolet optics: ready for 22-nm node and beyond," *J. Micro/Nanolithogr. MEMS MOEMS* **8**(4), 41509, 2009.
- [43] K. Otaki, "Asymmetric properties of the aerial image in extreme ultraviolet lithography," *Jpn. J. Appl. Phys.* **39**, 6819, 2000.
- [44] H. Kang, S. Hansen, J. van Schoot, and K. van Ingen Schenau, "EUV simulation extension study for mask shadowing effect and its correction," *Proc. SPIE* **6921**, 69213I, 2008.
- [45] P.-Y. Yan, "The impact of EUVL mask buffer and absorber material properties on mask quality and performance," *Proc. SPIE* **4688**, 150, 2002.
- [46] J. Ruoff, "Impact of mask topography and multilayer stack on high NA imaging of EUV masks," *Proc. SPIE* **7823**, 78231N, 2010.
- [47] A. Erdmann, F. Shao, P. Evanschitzky, and T. Fühner, "Mask topography induced phase effects and wave aberrations in optical and extreme ultraviolet lithography," *J. Vac. Sci. Technol. B* **28**, C6J1, 2010.
- [48] P. C. W. Ng, K.-Y. Tsai, Y.-M. Lee, F.-M. Wang, J.-H. Li, and A. C. Chen, "Fully model-based methodology for simultaneous correction of extreme ultraviolet mask shadowing and proximity effects," *J. Micro/Nanolithogr. MEMS MOEMS* **10**(1), 13004, 2011.

- [49] S. Raghunathan, G. McIntyre, G. Fenger, and O. Wood, “Mask 3D effects and compensation for high NA EUV lithography,” *Proc. SPIE* **8679**, 867918, 2013.
- [50] M. Lam, C. Clifford, A. Raghunathan, G. Fenger, and K. Adam, “Enabling full-field physics-based optical proximity correction via dynamic model generation,” *J. Micro/Nanolithogr. MEMS MOEMS* **16**(3), 33502, 2017.
- [51] C. G. Krautschik, M. Ito, I. Nishiyama, and S. Okazaki, “Impact of EUV light scatter on CD control as a result of mask density changes,” *Proc. SPIE* **4688**, 289, 2002.
- [52] S. Migura, “Optics for EUV lithography,” in *EUVL Workshop Proceedings*, CXRO, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, 2018.
- [53] G. F. Lorusso, F. van Roey, E. Hendrickx, G. Fenger, M. Lam, C. Zuniga, M. Habib, H. Diab, and J. Word, “Flare in extreme ultraviolet lithography: Metrology, out-of-band radiation, fractal point-spread function, and flare map calibration,” *J. Micro/Nanolithogr. MEMS MOEMS* **8**(4), 41505, 2009.
- [54] G. L. Fenger, G. F. Lorusso, E. Hendrickx, and A. Niroomand, “Design correction in extreme ultraviolet lithography,” *J. Micro/Nanolithogr. MEMS MOEMS* **9**(4), 43001, 2010.
- [55] S. A. George, P. P. Naulleau, S. Rekawa, E. Gullikson, and C. D. Kemp, “Estimating the out-of-band radiation flare levels for extreme ultraviolet lithography,” *J. Micro/Nanolithogr. MEMS MOEMS* **8**(4), 41502–41508, 2009.
- [56] S. A. George, P. P. Naulleau, C. D. Kemp, P. E. Denham, and S. Rekawa, “Assessing out-of-band flare effects at the wafer level for EUV lithography,” *Proc. SPIE* **7636**, 763610–763626, 2010.
- [57] T. Kozawa and S. Tagawa, “Radiation chemistry in chemically amplified resists,” *Jpn. J. Appl. Phys.* **49**, 30001, 2010.
- [58] T. Tanaka, M. Morigami, and N. Atoda, “Mechanism of resist pattern collapse during development process,” *Jpn. J. Appl. Phys.* **32**, 6059–6064, 1993.
- [59] D. J. Guerrero, H. Xu, R. Mercado, and J. Blackwell, “Underlayer designs to enhance EUV resist performance,” *J. Photopolym. Sci. Technol.* **22**, 117, 2009.
- [60] R. Gronheid, C. Fonseca, M. J. Leeson, J. R. Adams, J. R. Strahan, C. G. Willson, and B. W. Smith, “EUV resist requirements: Absorbance and acid yield,” *Proc. SPIE* **7273**, 889–896, 2009.
- [61] R. L. Brainard, P. Trefonas, C. A. Cutler, J. F. Mackevich, A. Trefonas, S. A. Robertson, and J. H. Lammers, “Shot noise, LER, and quantum efficiency of EUV photoresists,” *Proc. SPIE* **5374**, 74, 2004.
- [62] J. J. Biafore, M. D. Smith, C. A. Mack, J. W. Thackeray, R. Gronheid,

- S. A. Robertson, T. Graves, and D. Blankenship, "Statistical simulation of photoresists at EUV and ArF," *Proc. SPIE* **7273**, 727343, 2009.
- [63] T. Itani and T. Kozawa, "Resist materials and processes for extreme ultraviolet lithography," *Jpn. J. Appl. Phys.* **52**, 10002, 2013.
- [64] D. De Simone, Y. Vesters, and G. Vandenberghe, "Photoresists in extreme ultraviolet lithography (EUVL)," *Adv. Opt. Technol.* **6**, 163–172, 2017.
- [65] T. S. Kulmala, M. Vockenhuber, E. Buitrago, R. Fallica, and Y. Ekinci, "Toward 10 nm half-pitch in extreme ultraviolet lithography: Results on resist screening and pattern collapse mitigation techniques," *J. Micro/Nanolithogr. MEMS MOEMS* **14**(3), 33507, 2015.
- [66] I. Pollentier, J. S. Petersen, P. De Bisschop, D. D. De Simone, and G. Vandenberghe, "Unraveling the EUV photoresist reactions: Which, how much, and how do they relate to printing performance," *Proc. SPIE* **10957**, 109570I, 2019.
- [67] A. Garetto, R. Capelli, F. Blumrich, K. Magnusson, M. Waiblinger, T. Scheruebl, J. H. Peters, and M. Goldstein, "Defect mitigation considerations for EUV photomasks," *J. Micro/Nanolithogr. MEMS MOEMS* **13**(4), 43006, 2014.
- [68] R. Hirano, S. Iida, T. Amano, H. Watanabe, M. Hatakeyama, T. Murakami, S. Yoshikawa, and K. Terao, "Extreme ultraviolet lithography patterned mask defect detection performance evaluation toward 16- to 11-nm half-pitch generation," *J. Micro/Nanolithogr. MEMS MOEMS* **14**(3), 33512, 2015.
- [69] I. Mochi, P. Helfenstein, I. Mohacsi, R. Rajeev, D. Kazazis, S. Yoshitake, and Y. Ekinci, "RESCAN: An actinic lensless microscope for defect inspection of EUV reticles," *J. Micro/Nanolithogr. MEMS MOEMS* **16**(4), 41003, 2017.
- [70] R. Jonckheere, "EUV mask defectivity - a process of increasing control toward HVM," *Adv. Opt. Technol.* **6**, 203–220, 2017.
- [71] Y.-G. Wang, *Key Challenges in EUV Mask Technology: Actinic Mask Inspection and Mask 3D Effects*. PhD thesis, University of California at Berkeley, 2017.
- [72] T. Bret, R. Jonckheere, D. Van den Heuvel, C. Baur, M. Waiblinger, and G. Baralia, "Closing the gap for EUV mask repair," *Proc. SPIE* **8171**, 83220C, 2012.
- [73] R. Capelli, M. Dietzel, D. Hellweg, G. Kersteen, R. Gehrke, and M. Bauer, "AIMSTM EUV tool platform: Aerial-image based qualification of EUV masks," *Proc. SPIE* **10810**, 145–153, 2018.
- [74] H. Miyai, T. Kohyama, T. Suzuki, K. Takehisa, and H. Kusunose, "Actinic patterned mask defect inspection for EUV lithography," *Proc. SPIE* **11148**, 162–170, 2019.
- [75] R. Jonckheere, D. Van den Heuvel, T. Bret, T. Hofmann, J. Magana, I.

- Aharonson, D. Meshulach, E. Hendrickx, and K. Ronse, "Evidence of printing blank-related defects on EUV masks, missed by blank inspection," *Proc. SPIE 7985*, 79850W, 2011.
- [76] J. Harris-Jones, V. Jindal, P. Kearney, R. Teki, A. John, and H. J. Kwon, "Smoothing of substrate pits using ion beam deposition for EUV lithography," *Proc. SPIE 8322*, 83221S, 2012.
- [77] D. G. Stearns, P. B. Mirkarimi, and E. Spiller, "Localized defects in multilayer coatings," *Thin Solid Films 446*, 37–49, 2004.
- [78] M. Upadhyaya, *Experimental and Simulation Studies of Printability of Buried EUV Mask Defects and Study of EUV Reflectivity Loss Mechanisms Due to Standard EUV Mask Cleaning Processes*. PhD thesis, State University of New York, Albany, 2014.
- [79] M. Upadhyaya, V. Jindal, A. Basavalingappa, H. Herbol, J. Harris-Jones, I.-Y. Jang, K. A. Goldberg, I. Mochi, S. Marokkey, W. Demmerle, T. V. Pistor, and G. Denbeaux, "Evaluating printability of buried native extreme ultraviolet mask phase defects through a modeling and simulation approach," *J. Micro/Nanolithogr. MEMS MOEMS 14*(2), 23505, 2015.
- [80] C. H. Clifford, *Simulation and Compensation Methods for EUV Lithography Masks with Buried Defects*. PhD thesis, Electrical Engineering and Computer Sciences University of California at Berkeley, 2010.
- [81] C. H. Clifford, T. T. Chan, and A. R. Neureuther, "Compensation methods for buried defects in extreme ultraviolet lithography masks," *Proc. SPIE 7636*, 763623, 2010.
- [82] A. Erdmann, P. Evanschitzky, T. Bret, and R. Jonckheere, "Analysis of EUV mask multilayer defect printing characteristics," *Proc. SPIE 8322*, 83220E, 2012.
- [83] H. Zhang, S. Li, X. Wang, Z. Meng, and W. Cheng, "Fast optimization of defect compensation and optical proximity correction for extreme ultraviolet lithography mask," *Opt. Commun. 452*, 169–180, 2019.
- [84] P. Evanschitzky, F. Shao, and A. Erdmann, "Efficient simulation of EUV multilayer defects with rigorous data base approach," *Proc. SPIE 8522*, 85221S, 2012.
- [85] A. K. Ray-Chaudhuri, G. Cardinale, A. Fisher, P.-Y. Yan, and D. W. Sweeney, "Method for compensation of extreme-ultraviolet multilayer defects," *J. Vac. Sci. Technol. B 17*, 3024, 1999.
- [86] A. Erdmann, P. Evanschitzky, T. Bret, and R. Jonckheere, "Modeling strategies for EUV mask multilayer defect dispositioning and repair," *Proc. SPIE 8679*, 86790Y, 2013.
- [87] G. R. McIntyre, E. E. Gallagher, M. Lawliss, T. E. Robinson, J. LeClaire, R. R. Bozak, and R. L. White, "Through-focus EUV multilayer defect repair with nanomachining," *Proc. SPIE 8679*, 86791I, 2013.

- [88] L. Pang, M. Satake, Y. Li, P. Hu, V. L. Tolani, D. Peng, D. Chen, and B. Gleason, “EUV multilayer defect compensation by absorber modification - improved performance with deposited material and other processes,” *Proc. SPIE* **8522**, 85220J, 2012.
- [89] H. J. Levinson, *Principles of Lithography*, 4th ed., SPIE Press, Bellingham, Washington, 2019.
- [90] T. Otsuka, B. Li, C. O’Gorman, T. Cummins, D. Kilbane, T. Higashiguchi, N. Yugami, W. Jiang, A. Endo, P. Dunne, and G. O’sullivan, “A 6.7-nm beyond EUV source as a future lithography source,” *Proc. SPIE* **8322**, 832214, 2012.
- [91] K. Yoshida, S. Fujioka, T. Higashiguchi, T. Ugomori, N. Tanaka, M. Kawasaki, Y. Suzuki, C. Suzuki, K. Tomita, R. Hirose, T. Eshima, H. Ohashi, M. Nishikino, E. Scally, H. Nshimura, H. Azechi, and G. O’sullivan, “Beyond extreme ultra violet (BEUV) radiation from spherically symmetrical high-Z plasmas,” *J. Phys. Conf. Ser.* **688**, 12046, 2016.
- [92] T. Tsarfati, R. W. E. van de Kruijs, E. Zoethout, E. Louis, and F. Bijkerk, “Reflective multilayer optics for 6.7 nm wavelength radiation sources and next generation lithography,” *Thin Solid Films* **518**, 1365–1368, 2009.
- [93] T. Kozawa and A. Erdmann, “Feasibility study of chemically amplified resists for short wavelength extreme ultraviolet lithography,” *Appl. Phys. Express* **4**, 26501, 2011.
- [94] N. Mojarrad, J. Gobrecht, and Y. Ekinci, “Beyond EUV lithography: A comparative study of efficient photoresists’ performance,” *Sci. Rep.* **5**, 2015.
- [95] S. Migura, B. Kneer, J. T. Neumann, W. Kaiser, and J. van Schoot, “Anamorphic high-NA EUV lithography optics,” *Proc. SPIE* **9661**, 96610T, 2015.
- [96] J. van Schoot, E. van Setten, G. Rispens, K. Z. Troost, B. Kneer, S. Migura, J. T. Neumann, and W. Kaiser, “High-numerical aperture extreme ultraviolet scanner for 8-nm lithography and beyond,” *J. Microl Nanolithogr. MEMS MOEMS* **16**(4), 41010, 2017.
- [97] S. Migura, B. Kneer, J. T. Neumann, W. Kaiser, and J. van Schoot, “EUV lithography optics for sub 9 nm resolution,” in *EUVL Symposium*, 2014, Oct 27-29, Washington, D.C., 2014.
- [98] J. Liddle, J. Zimmermann, J. T. Neumann, M. Roesch, R. Gehrke, P. Gräupner, E. van Setten, J. van Schoot, and M. van de Kerkhof, “Latest developments in EUV optics,” in *Fraunhofer Lithography Simulation Workshop*, 2017.
- [99] J. T. Neumann, P. Gräupner, W. Kaiser, R. Garreis, and B. Geh, “Mask effects for high-NA EUV: impact of NA, chief-ray-angle, and reduction ratio,” *Proc. SPIE* **8679**, 867915, 2013.

- [100] G. Bottiglieri, T. Last, A. Colina, E. van Setten, G. Rispens, J. van Schoot, and K. van Ingen Schenau, “Anamorphic imaging at high-NA EUV: Mask error factor and interaction between demagnification and lithographic metrics,” *Proc. SPIE* **10032**, 1003215, 2016.
- [101] J. van Schoot, K. van Ingen Schenau, C. Valentin, and S. Migura, “EUV lithography scanner for sub-8nm resolution,” *Proc. SPIE* **9422**, 94221F, 2015.
- [102] L. Neim and B. W. Smith, “EUV mask polarization effects,” *Proc. SPIE* **11147**, 84–94, 2019.
- [103] M. Lowisch, P. Kuerz, O. Conradi, G. Wittich, W. Seitz, and W. Kaiser, “Optics for ASML’s NXE:3300B platform,” *Proc. SPIE* **8679**, 86791H, 2013.
- [104] M. van de Kerkhof, H. Jasper, L. Levasier, R. Peeters, R. van Es, J.-W. Bosker, A. Zdravkov, E. Lenderink, F. Evangelista, P. Broman, B. Bilski, and T. Last, “Enabling sub-10nm node lithography: presenting the NXE:3400B EUV scanner,” *Proc. SPIE* **10143**, 34–47, 2017.
- [105] H. Kang, “Novel assist feature design to improve depth of focus in low k_1 EUV lithography,” *Proc. SPIE* **7520**, 752037, 2009.
- [106] S. Hsu, R. Howell, J. Jia, H.-Y. Liu, K. Gronlund, S. Hansen, and J. Zimmermann, “EUV resolution enhancement techniques (RET) for k_1 0.4 and below,” *Proc. SPIE* **9422**, 94221I, 2015.
- [107] O. R. Wood, D. L. White, J. E. Bjorkholm, L. E. Fetter, D. M. Tennant, A. A. MacDowell, B. LaFontaine, and G. D. Kubiak, “Use of attenuated phase masks in extreme ultraviolet lithography,” *J. Vac. Sci. Technol. B* **15**, 2448, 1997.
- [108] H. D. Shin, C. Y. Jeoung, T. G. Kim, S. Lee, I. S. Park, and K. J. Ahn, “Effect of attenuated phase shift structure on extreme ultraviolet lithography,” *Jpn. J. Appl. Phys.* **48**, 06FA06, 2009.
- [109] Y. Deng, B. M. L. Fontaine, H. J. Levinson, and A. R. Neureuther, “Rigorous EM simulation of the influence of the structure of mask patterns on EUVL imaging,” *Proc. SPIE* **5037**, 302, 2003.
- [110] P. Y. Yan, M. Leeson, S. Lee, G. Zhang, E. Gullikson, and F. Salmassi, “Extreme ultraviolet embedded phase shift mask,” *J. Micro/Nano-lithogr. MEMS MOEMS* **10**(3), 33011, 2011.
- [111] A. Erdmann, P. Evanschitzky, H. Mesilhy, V. Philipsen, E. Hendrickx, and M. Bauer, “Attenuated phase shift mask for extreme ultraviolet: Can they mitigate three-dimensional mask effects?” *J. Micro/Nano-lithogr. MEMS MOEMS* **18**(1), 011005, 2018.
- [112] S.-I. Han, E. Weisbrod, J. R. Wasson, R. Gregory, Q. Xie, P. J. S. Mangat, S. D. Hector, W. J. Dauksher, and K. M. Rosfjord, “Development of phase shift masks for extreme ultraviolet lithography and optical evaluation of phase shift materials,” *Proc. SPIE* **5374**, 261, 2004.

- [113] A. R. Pawloski, B. L. Fontaine, H. J. Levinson, S. Hirscher, S. Schwarzl, K. Lowack, F.-M. Kamm, M. Bender, W.-D. Domke, C. Holfeld, U. Dersch, P. Naulleau, F. Letzkus, and J. Butschke, “Comparative study of mask architectures for EUV lithography,” *Proc. SPIE* **5567**, 762, 2004.
- [114] B. L. Fontaine, A. R. Pawloski, O. Wood, H. J. Levinson, Y. Deng, P. Naulleau, P. E. Denham, E. Gullikson, B. Hoef, C. Holfeld, C. Chovino, and F. Letzkus, “Demonstration of phase-shift masks for extreme-ultraviolet lithography,” *Proc. SPIE* **6151**, 61510A, 2006.
- [115] C. Constancias, M. Richard, J. Chiaroni, R. Blanc, J. Y. Robic, E. Quesnel, V. Muffato, and D. Joyeux, “Phase-shift mask for EUV lithography,” *Proc. SPIE* **6151**, 61511W, 2006.
- [116] A. Erdmann, T. Fühner, P. Evanschitzky, J. T. Neumann, J. Ruoff, and P. Gräupner, “Modeling studies on alternative EUV mask concepts for higher NA,” *Proc. SPIE* **8679**, 86791Q, 2013.
- [117] P. Y. Yan, “EUVL alternating phase shift mask imaging evaluation,” *Proc. SPIE* **4889**, 1099, 2002.
- [118] M. Sugawara, A. Chiba, and I. Nishiyama, “Phase-shift mask in EUV lithography,” *Proc. SPIE* **5037**, 850, 2003.
- [119] P. Naulleau, C. N. Anderson, W. Chao, K. A. Goldberg, E. Gullikson, F. Salmassi, and A. Wojdyla, “Ultrahigh efficiency EUV contact-hole printing with chromeless phase shift mask,” *Proc. SPIE* **9984**, 99840P, 2016.
- [120] S. Sherwin, A. Neureuther, and P. Naulleau, “Modeling high-efficiency extreme ultraviolet etched multilayer phase-shift masks,” *J. Micro/Nanolithogr. MEMS MOEMS* **16**(4), 041012, 2017.

第 7 章 →

无需投影成像的光学光刻

本章概述几种不需要投影成像的光学光刻技术。这类光学光刻不需要使用掩模。本章简要介绍这些光刻方法及它们的应用情况，对 5.2 节已经简要介绍过的光学非线性效应进行更进一步的讨论。仅对投影光刻技术感兴趣的读者可以跳过本章。

由于不需要（昂贵的）投影物镜，掩模接近式光刻的分辨率相对较低且工艺控制难度高。虽然如此，它仍可以作为一种低成本光刻方案，应用于对光刻要求不高的场合。激光直写光刻和干涉光刻也是无需掩模就可以实现图形转移的技术。特殊的光学近场技术与光学非线性技术有望使光刻分辨率突破衍射极限的限制。

尽管这些技术的产率、分辨率、灵活性和工艺控制能力普遍低于 DUV 与 EUV 光刻，但是它们仍广泛应用于微纳制造领域。它们所需的经济和技术投资规模较低，研究机构和中小型公司更容易接受。这类技术可以应用于先进半导体光刻技术不会涉足的一些特殊应用场景，包括硅片数量少且图形设计灵活度要求高、特殊三维形貌的加工、需要用到非标准材料、大面积图形成像、极端硅片形貌或柔性基底等应用场景。

最后一节简要介绍电子束光刻和纳米压印光刻，它们是非光学光刻技术的代表。本章主要介绍这些备选光学光刻方法的基本概念和优缺点。其中的一些方法已经实现了商业应用，有些方法只能作为“自研”实验装置，用于制造非常特殊的图形。关于这些光刻方法的具体技术细节的内容超出了本书的范围，可通过本章的参考文献做进一步了解。

7.1 无投影物镜的光学光刻：接触式与接近式光刻技术

首先，我们将介绍一种需要使用掩模，但不需要昂贵的投影物镜的光刻技术。为了能够在没有投影物镜的情况下将掩模图形转移到光刻胶中，掩模必须接近甚至与涂有光刻胶的硅片进行物理接触。接近式光刻技术的实验设备被称为掩模对准曝

光机。事实上，掩模对准曝光机在半导体制造的早期就已研制成功并投入使用。正如我们将在后文中看到的，掩模对准曝光机的分辨率为 $2\mu\text{m}$ 左右。20世纪70年代末，光学步进投影光刻机取代了掩模对准曝光机，成为半导体光刻技术的主流设备。如今，掩模对准曝光机仍被用于半导体制造的后道工艺，将半导体芯片上的集成电路连接到其他部件上。

7.1.1 成像及分辨率极限

为了理解接近式光刻的成像能力和分辨率极限，让我们首先回顾 2.2.1 节中关于掩模衍射光的描述。图 7.1 显示了光穿过不透明屏上的狭缝后衍射光的传播情况。狭缝的宽度为 $2 \sim 5\mu\text{m}$ 。白色水平虚线表示缝隙的宽度。假设入射光为平面波，照射到图中左边不透明屏幕上的狭缝（位置为 $x=z=0$ ）。利用菲涅耳衍射公式 [式 (2.4)] 计算光场的传播。更多有关掩模对准曝光机成像计算方面的内容，请参见参考文献 [1-3]。

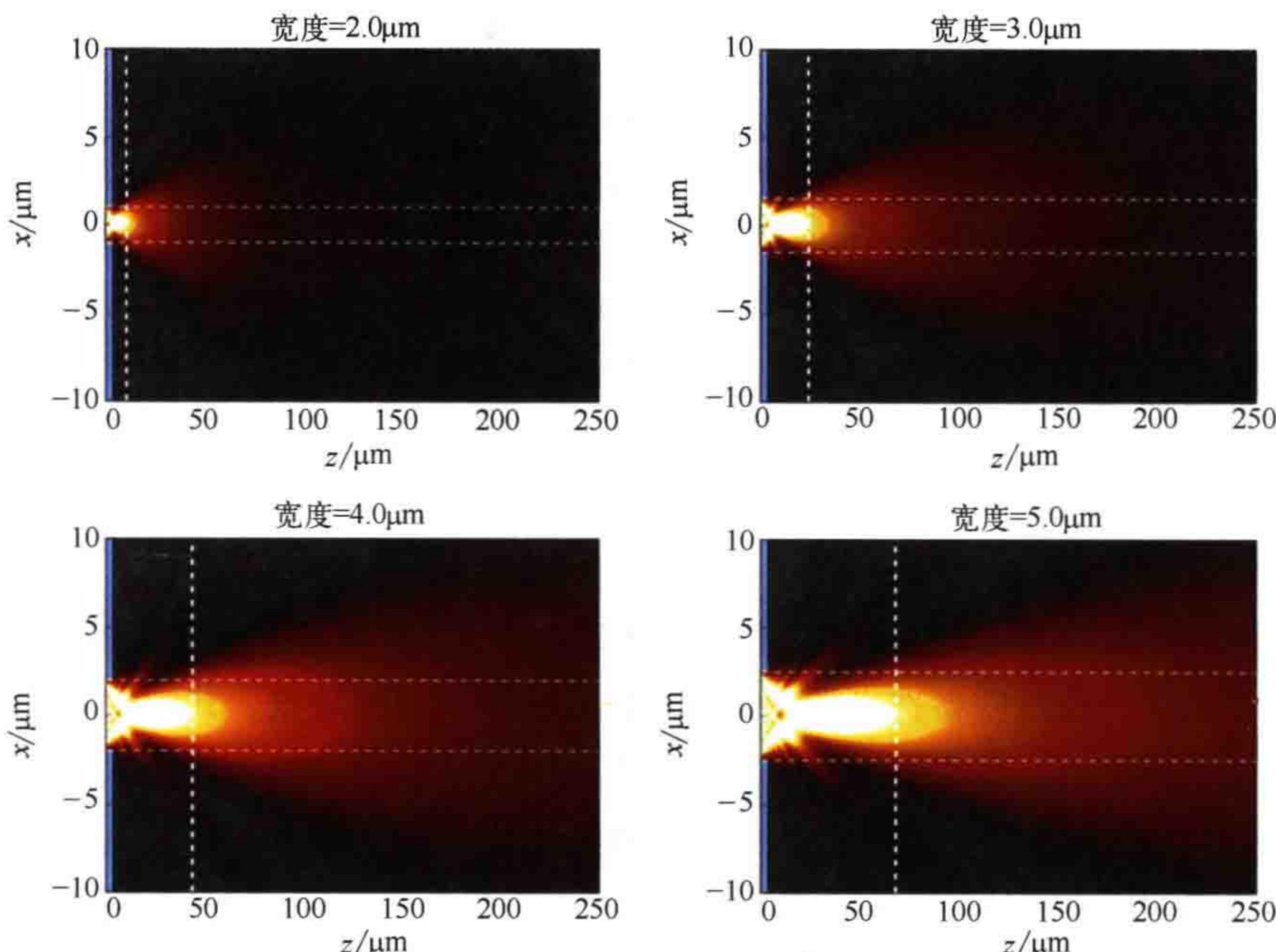


图 7.1 不透明屏幕上狭缝附近的光强分布。狭缝位置为 $x=z=0$ 。采用沿 z 轴传播的平面波 ($\lambda=365\text{nm}$) 照明狭缝。狭缝的宽度见子图上方，用水平虚线表示。垂直虚线表示根据公式 $w^2/(\lambda z)$ 计算的菲涅耳区的边界

如图 7.1 所示，随着与不透明屏距离 z 的增大，光的扩散范围不断增大。狭缝越细，光的扩散越严重。当 z 较小时，衍射光仍然集中在宽度为 w 的几何阴影范围内。

菲涅耳区 (Fresnel zone) 定义为可以观察到清晰阴影的最大距离 z_{\max} :

$$z_{\max} = \frac{w_2}{\lambda} \quad (7.1)$$

如果光刻胶位于菲涅耳区内，利用高对比度的阴影就可以实现光刻图形转移。当掩模和光刻胶之间的距离较大时，则需要采用镜头来收集衍射光并投射到像面的光刻胶中。

图 7.2 比较了投影式光刻和接近式光刻系统的基本结构。这两种系统都采用科勒照明，通过聚光镜将光源发出的光转化为掩模面的均匀照明光。投影式光刻系统使用投影物镜收集部分衍射光并将其成像至像面。系统分辨率取决于收集到的光的总量与光偏折方向的准确性，即由投影物镜的 NA 和质量决定（关于此类系统的详细讨论请见第 2 章）。

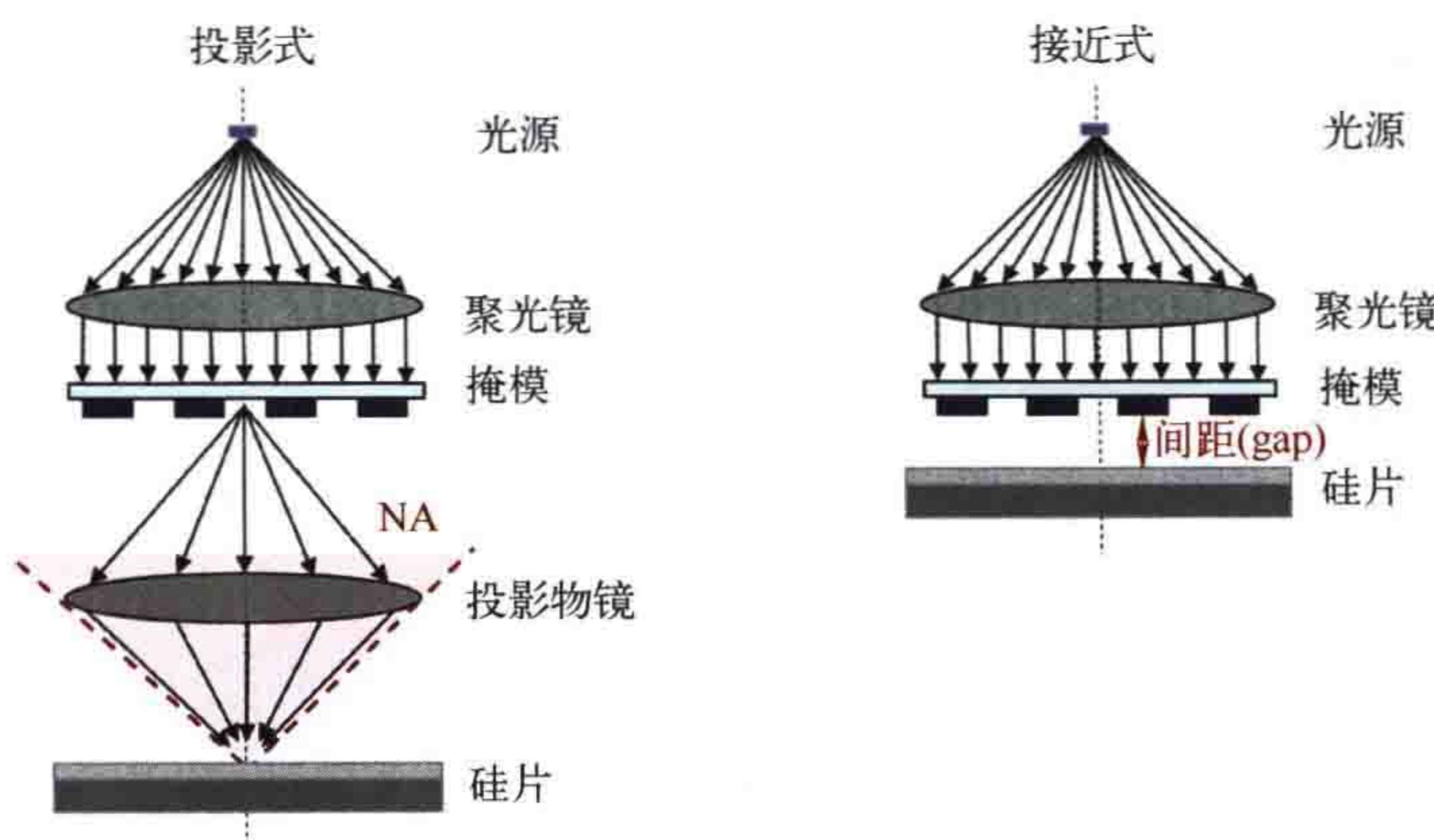


图 7.2 投影式光刻 (左) 和接近式光刻 (右) 系统原理图对比

与之相比，为了能够利用掩模的阴影进行曝光，接近式光刻缩短了掩模与光刻胶之间的距离。接近式光刻的分辨率受限于光在掩模与硅片之间传播时的扩散现象。

令光刻胶的厚度为 d_{res} ，将式 (7.1) 变形得到接近式光刻的分辨率极限公式：

$$x_{\min} = k_{\text{prox}} \sqrt{\lambda \left(\frac{1}{2} d_{\text{res}} + \text{gap} \right)} \quad (7.2)$$

与式 (2.20) 中投影光刻的工艺因子 k_1 类似，常数 k_{prox} 代表了接近式光刻工艺方面的影响因素，其典型值约为 1.0。图 7.3 显示了可实现的最小分辨率与光刻胶厚度的关系。接近式光刻的标准间距在 $50 \sim 100 \mu\text{m}$ 之间，可在 $100 \mu\text{m}$ 厚的光刻胶中

曝光 $5\mu\text{m}$ 宽的图形。将邻近间距降低到 $20\mu\text{m}$ 、光刻胶厚度降低到 $1\mu\text{m}$ 左右，就可以曝光 $2 \sim 3\mu\text{m}$ 宽的图形。

图 7.3 右侧为可实现的分辨率曲线图，可以看出在邻近间距低于 $2\mu\text{m}$ 和采用薄光刻胶的条件下可以曝光出 $0.1 \sim 1.0\mu\text{m}$ 的图形。事实上，式 (7.2) 是由菲涅耳公式推出的，只能近似地计算几个波长距离内衍射光的近场分布。对光的传播进行精确建模需采用严格仿真方法，请见第 9 章。

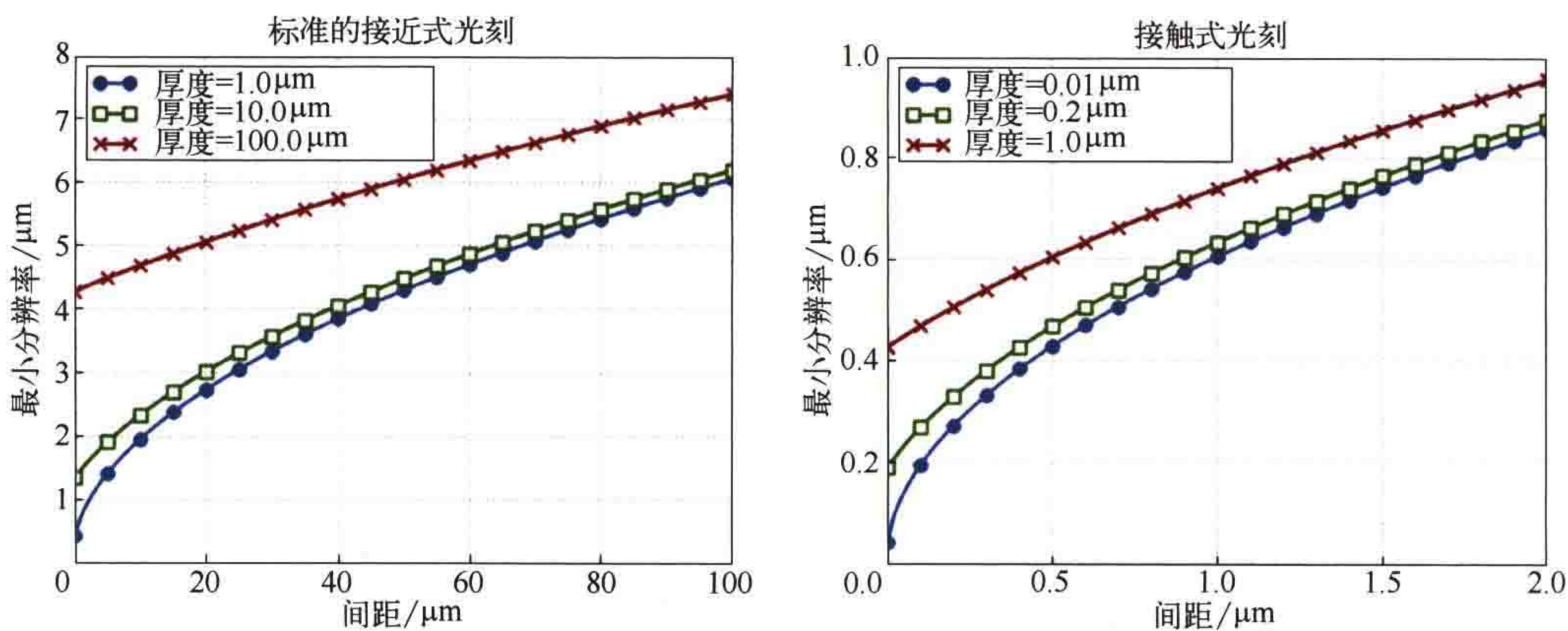


图 7.3 根据式 (7.2) 得到的接近式光刻的分辨率极限与邻近间距、光刻胶厚度的关系。左图横坐标为邻近间距的典型值。右图为接触模式下的亚微米曝光。仿真参数设置： $\lambda=365\text{nm}$ ，工艺因子 $k_{\text{prox}}=1.0$

接触式光刻技术的邻近间距为零，理论上可以曝光出尺寸接近曝光波长的图形。然而，由于掩模和光刻胶 / 硅片之间存在物理接触，所以这种光刻技术对表面平整度和小颗粒非常敏感。掩模和光刻胶之间的紧密接触还会导致污染问题。接触式光刻技术仅作为一种低成本光刻技术，用于转移尺寸较大的图形，或者对污染不太敏感且不需要高产率的研究工作中。7.3.1 节将讨论采用接触式光刻技术曝光亚波长图形时遇到的一些问题。

7.1.2 技术实现

图 7.4 为掩模对准曝光机的原理图和实物照片。大多数掩模对准曝光机采用汞灯作为光源。汞灯的光谱范围在紫外 (UV) 和可见光波段，其中 365nm (i 线)、 405nm (h 线) 和 436nm (g 线) 的谱线在光刻中最常用。常组合应用反射镜、透镜和薄膜对照射到掩模上的光的空间分布、角度分布和光谱分布进行整形。例如，常采用冷反光镜滤除红外光，以避免曝光过程中照明系统和光刻胶受热过度。现代掩模对准曝光机配备有基于微透镜的科勒积分器，实现远心照明，提高照明强度和角谱的均匀性^[4]。

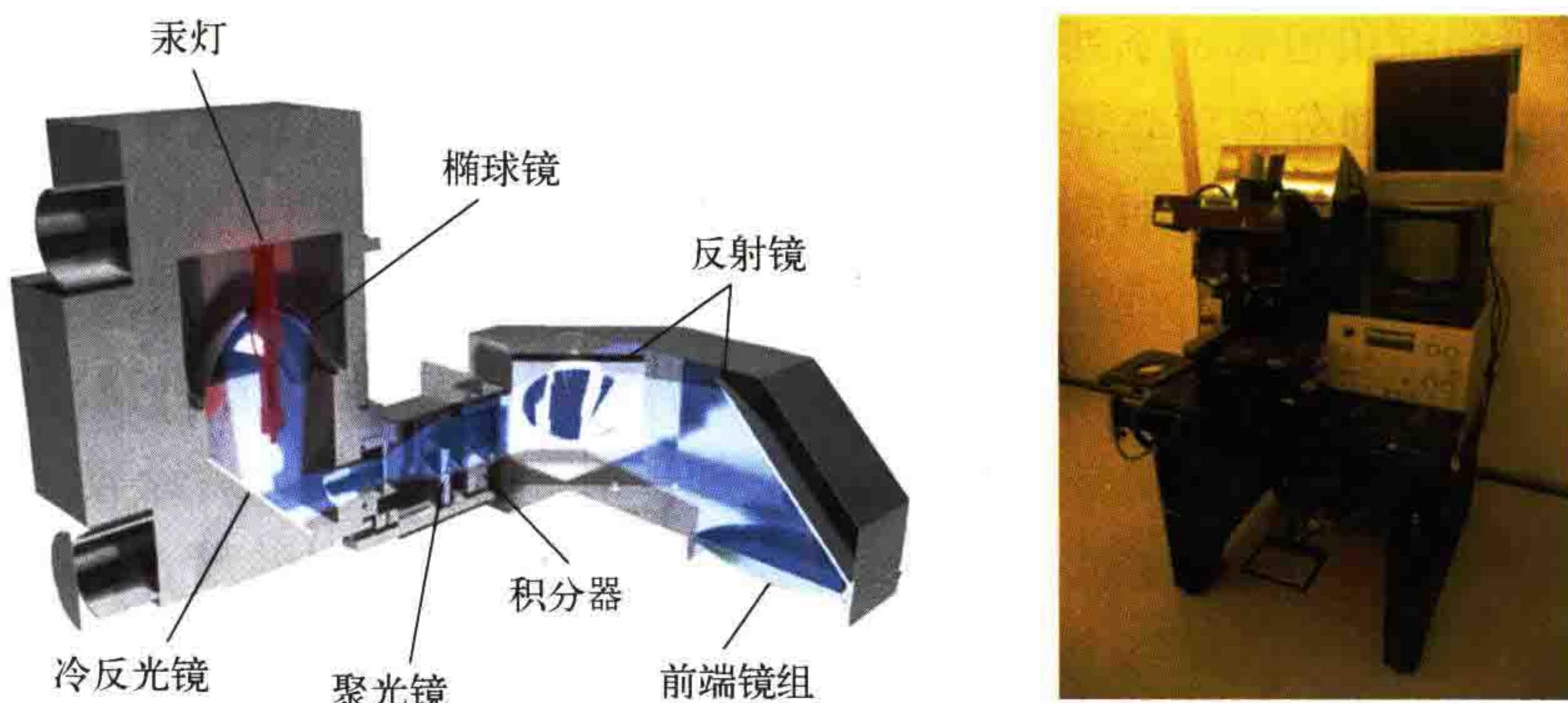


图 7.4 SUSS MicroTec SE 掩模对准曝光机的技术原理图（左）和照片（右）。
由 Reinhard Völkel/SUSS MicroOptics SA 提供

照明光的方向和空间相干性对光强分布的影响很大。图 7.5 显示了强度分布与照明光锥角之间的关系。零度锥角对应于沿 z 轴传播的平面波照明掩模的情况。完美的空间相干性会导致掩模上相邻狭缝的透射 / 折射光之间发生明显的干涉。干涉使得曝光结果对剂量（dose）的微小波动和邻近间距非常敏感。干涉产生的旁瓣被曝光出来的风险较高。

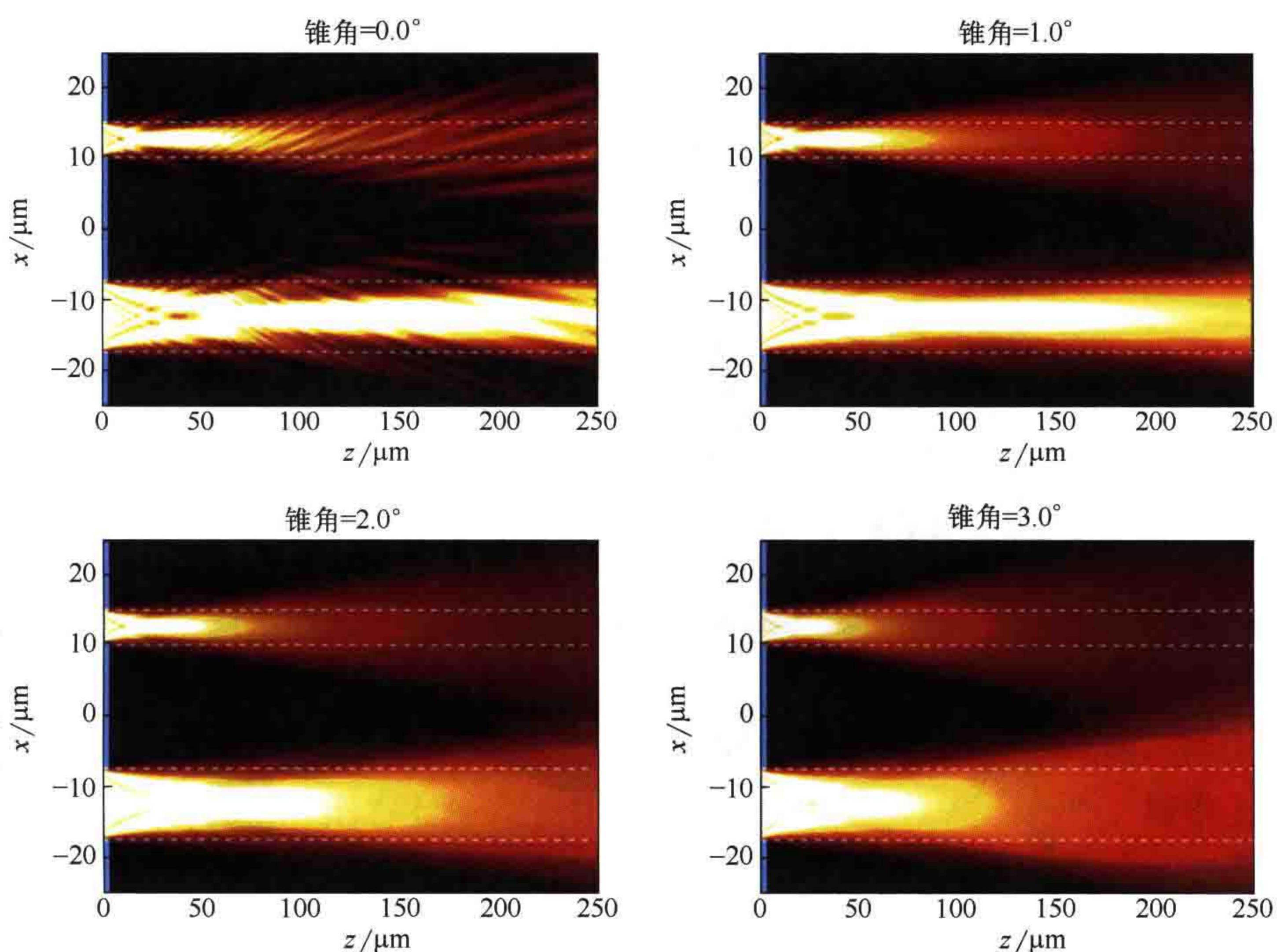


图 7.5 不同照明锥角情况下 i 线曝光 ($\lambda=365\text{nm}$) 的强度分布仿真结果。掩模版图上有两个狭缝。
图中水平虚线表示狭缝的尺寸 (5μm 和 10μm) 和位置

非零照明锥角包含一系列的角度。以每个角度传播的平面波照明条件下都会产生相应的衍射光强分布。非零锥角对应的光强分布是这些衍射光强分布的非相干叠加。照明光的空间非相干性随着锥角的增大而增大。锥角较小时（大约 1° ）可在式(7.1)定义的“经典”菲涅耳区内产生足够锐利的阴影。但是，菲涅耳区内仍然会有一些干涉效应，可能导致曝光结果不稳定，特别是在间距较小的情况下。锥角较大时，干涉效应变得不明显，强度分布更加平滑。但锥角增大后经典菲涅耳区的边界处的像会更加模糊。也就是说，大锥角在邻近间距较小时的曝光性能更好，但邻近间距较大时则不能使用。

由于没有投影物镜，接近式光刻对色差不敏感。许多标准的掩模对准曝光机都使用了汞灯的完整 DUV 与可见光谱，包括 365nm、405nm 和 436nm 三个主要峰值。宽带曝光有助于减轻强反射基底的干涉效应导致的驻波效应（见 3.2.2 节中关于驻波效应的讨论）。

有些掩模对准曝光机采用滤波器将入射光波长变为单一波长。常用的是波长为 365nm 的 i 线。采用单一波长的光进行曝光便于对系统进行优化，以获得低于经典分辨率极限的特征尺寸或较大的邻近间距（见 7.1.3 节中关于分辨率增强的讨论）。最近发表的一些文献中报道了峰值波长为 380nm 的 InGaN 紫外发光二极管（LED）^[5] 和波长为 193nm 的 ArF 激光器^[6] 在接近式光刻中的应用情况。

由于掩模对准曝光机没有投影物镜，所以很容易控制焦面，但还需要选择合适的邻近间距，并对其加以控制。邻近间距类似于光刻工艺窗口中的焦面。图 7.6

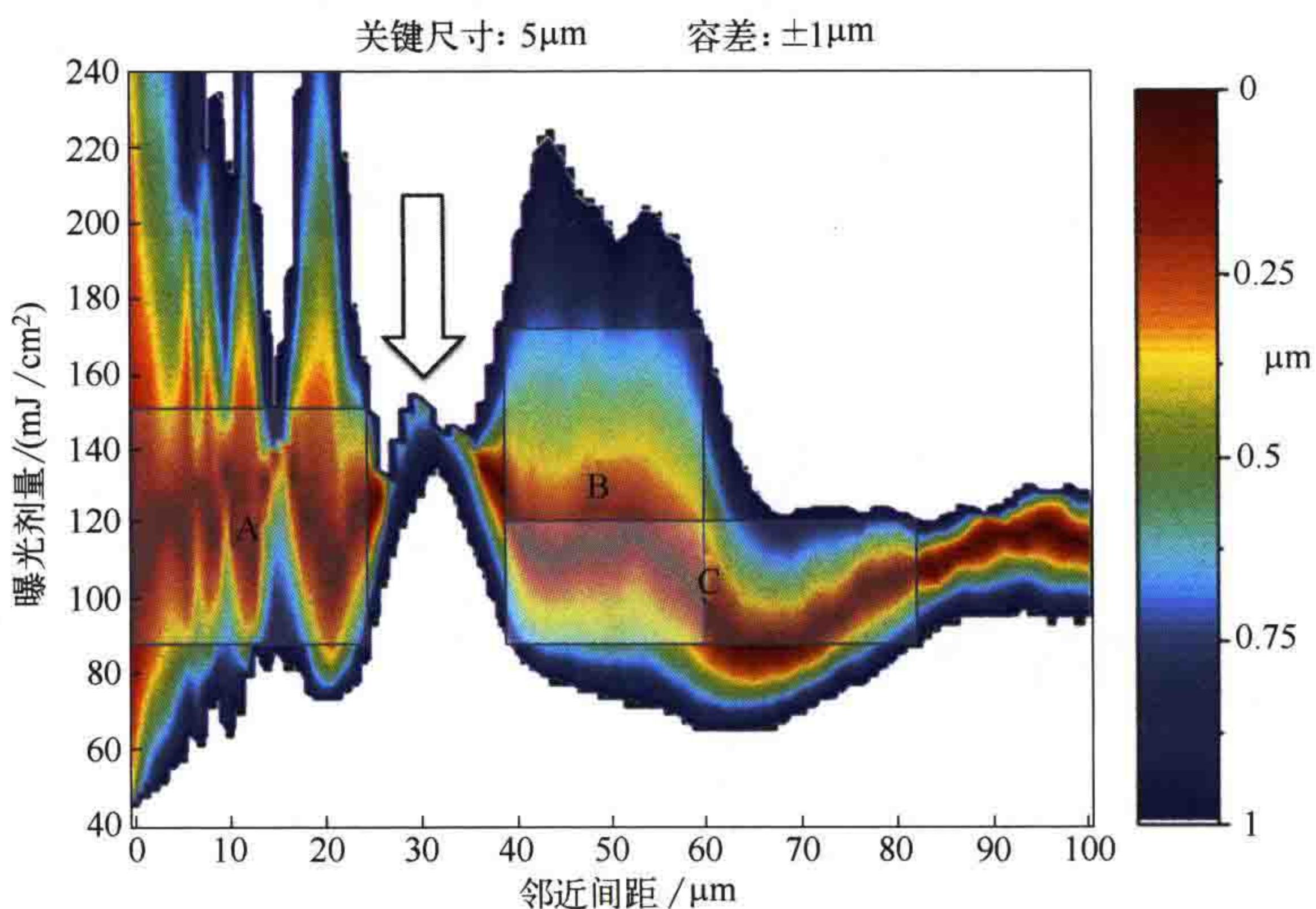


图 7.6 周期为 $10\mu\text{m}$ 、宽度为 $5\mu\text{m}$ 的空图形的工艺窗口。颜色表示在相应剂量和邻近间距处与目标图形的偏差量。白色区域的偏差大于 $1\mu\text{m}$ 。矩形表示合适的工艺窗口。

详细信息请参阅参考文献 [7, 10]

所示为一个掩模对准曝光机的仿真工艺窗口。矩形表示合适的剂量 (dose) 和间距参数组合，多个矩形代表可以有多种选择。注意，曝光裕度并不随着邻近间距的增加而单调减少。它在邻近间距约 $30\mu\text{m}$ 处有一个明显的最小值。邻近间距为 $50\mu\text{m}$ 左右的工艺窗口与邻近间距低于 $20\mu\text{m}$ 的接触式工作模式对应的工艺窗口差不多。工艺窗口的形状取决于目标图形的大小、掩模尺寸偏差、光谱、照明方向 / 形状，以及图形的轮廓与公差指标等^[7]。有关邻近间距测量和掩模对准曝光机的其他技术细节请见参考文献 [8, 9]。

波长在 0.7nm 和 1.2nm 之间的 X 射线接近式光刻技术也采用了与掩模对准曝光机相同的原理。式 (7.2) 表明，邻近间距为 $10\mu\text{m}$ 时，分辨率极限为 100nm 左右。由于标准的 X 射线点光源不能提供足够的功率，因此不得不采用电子存储环进行实验研究。X 射线光刻的掩模由厚度为 $1 \sim 2\mu\text{m}$ 的薄膜和原子序数较大的吸收材料组成。这项技术开发于 20 世纪 80 年代初期和 90 年代中期，目前已经达到一个相对成熟的状态^[11, 12]。由于难以找到合适的光源，而且薄膜掩模的稳定性不足，该技术的主要开发活动在 20 世纪 90 年代末就结束了。尽管如此，已开发的建模技术和分辨率增强方案对理解接近式光刻中的物理效应非常有帮助，也可为在可见光和深紫外 (DUV) 光谱范围内优化接近式光刻提供有价值的参考^[12, 13]。

7.1.3 先进的掩模对准光刻

光学投影光刻分辨率增强技术的发展和应用，以及接近式光刻仿真模型和软件的出现，(重新) 激发了人们对接近式光刻的照明、掩模设计、相移掩模和多重曝光技术的研究兴趣^[14-17]。照明以及掩模几何形状在近场或者菲涅耳区内的成像与投影成像不同。虽然如此，照明以及掩模设计中的额外自由度为进一步提高掩模对准光刻的分辨率和工艺裕度提供了新的可能性，可与近场衍射效应和泰伯自成像效应组合使用。本节将简要介绍相关技术。

当特征尺寸接近分辨率极限时，掩模上照明光的方向以及照明形状对硅片面图形的形状有很大影响。图 7.7 所示为硅片面图形的 SEM 图像和不同照明形状下图形的仿真轮廓。针对 SUSS 掩模对准曝光机的照明系统定制了光阑，产生特定的照明形状，如 SEM 图右上角的子图所示。在图示的三个仿真例中，掩模上均有 $10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$ 的正方形开口，如图中右栏的虚线所示。在第一行的标准圆形照明条件下，光刻胶内形成了一个圆形接触孔图形，为方形接触孔的衍射受限像。中间和第三行的风车形照明增加了衍射光在有效方向上的成分，曝光后图形为正方形或 45° 倾斜的正方形。

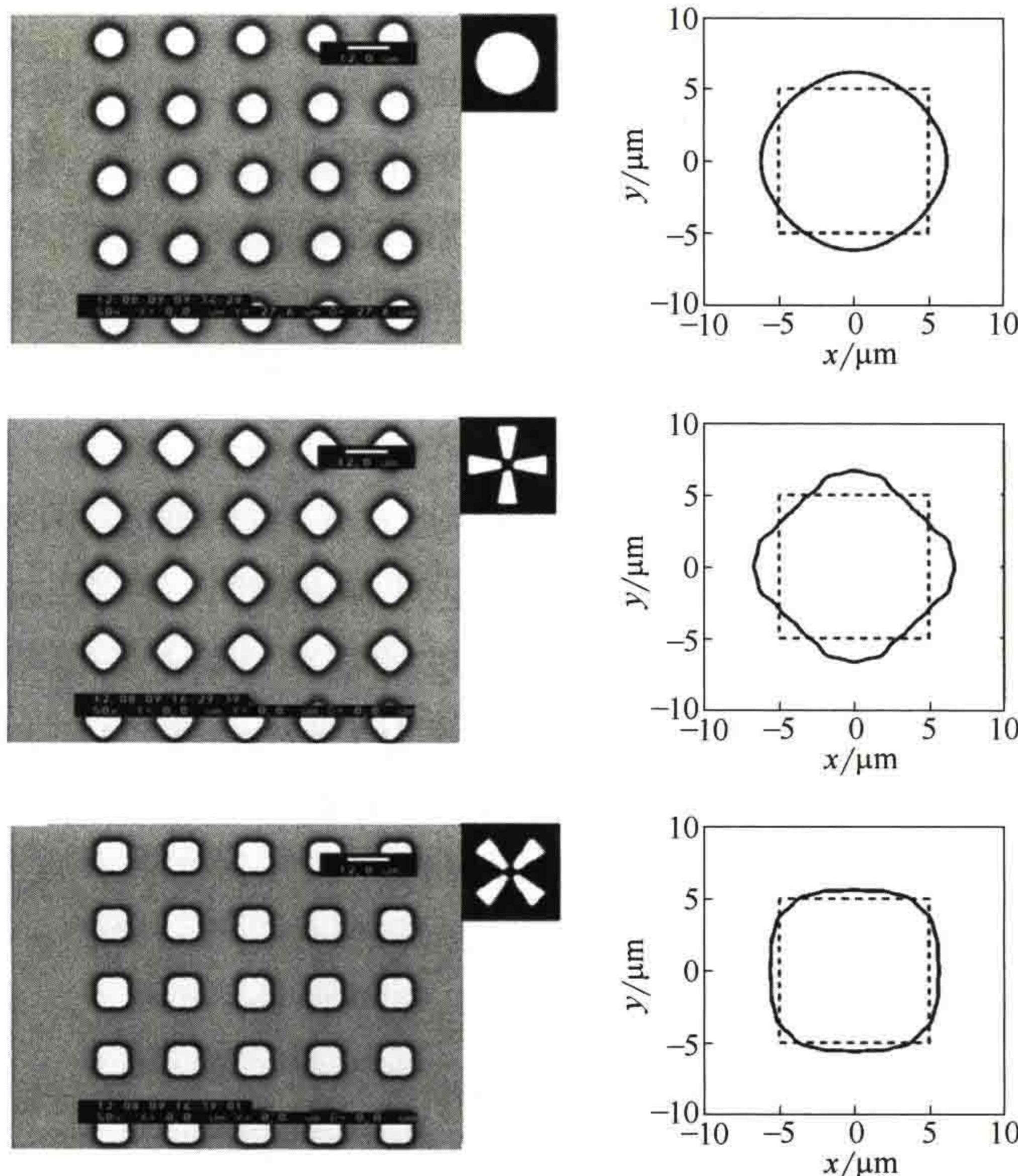


图 7.7 不同照明条件下接触孔阵列的 SEM 图像（左列）和仿真像（右列），转载自参考文献 [18]

利用泰伯效应对周期性图形进行成像，如图 7.8 所示。当平面波照明周期性光栅时，衍射光发生干涉，在距离光栅一定距离处产生光栅的像。这些像按照泰伯距离 L_{Talbot} 周期性地重复出现。泰伯距离取决于光栅的周期 p 和波长 λ ：

$$L_{\text{Talbot}} = \frac{2p^2}{\lambda} \quad (7.3)$$

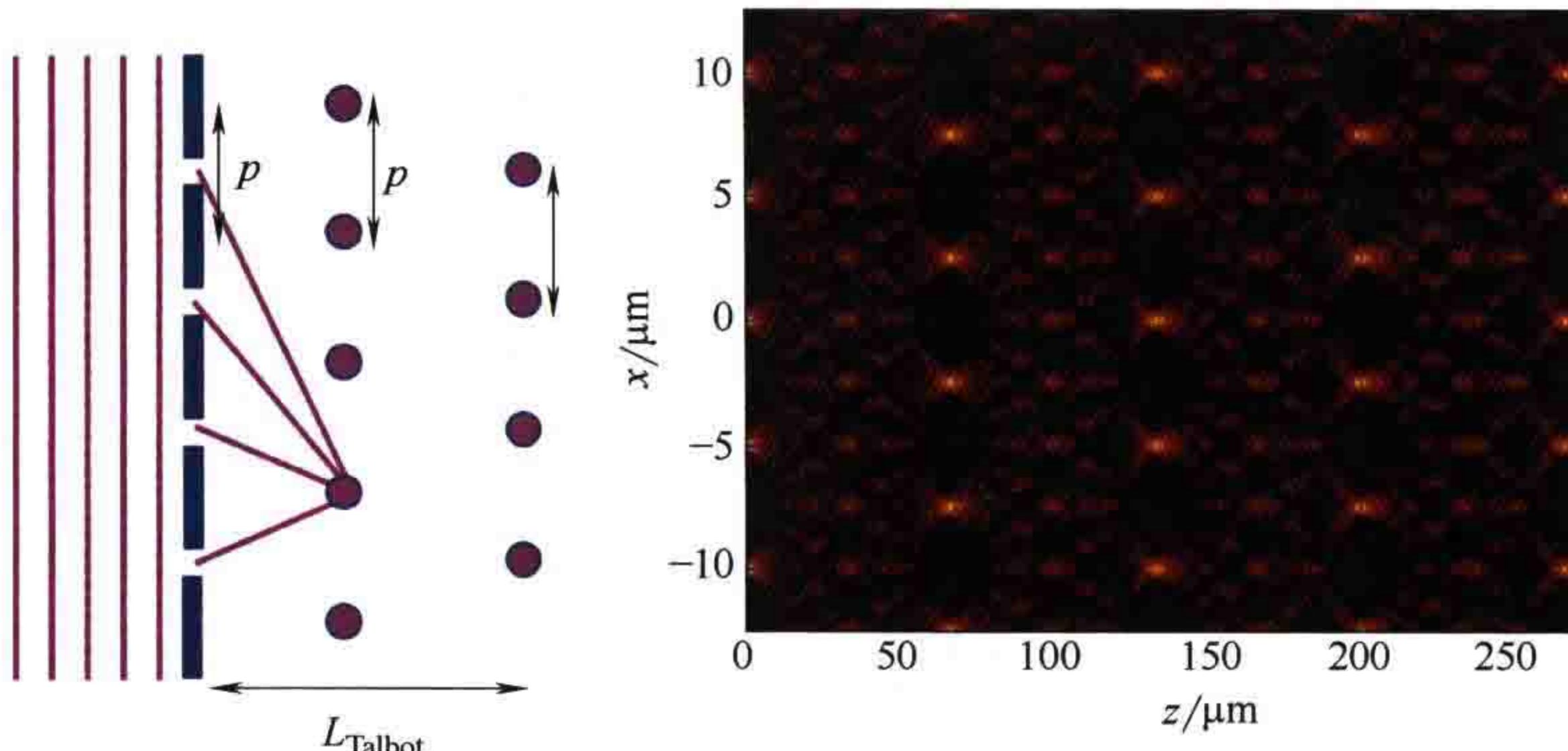


图 7.8 周期性光栅的泰伯自成像。几何结构（左）；计算的强度分布，这种强度图案也被称为泰伯地毯（右）。仿真条件： $\lambda=365\text{nm}$ ，光栅周期 $p=5\text{nm}$

在这些主泰伯像之间可以观察到其他像，包括次级泰伯像（在泰伯距离的一半处）。相对于主泰伯像，这些图像偏移了半个周期，频率变为两倍、三倍甚至更高倍数。它们是分数泰伯像，是缩小了的光栅像。泰伯自成像可以实现无透镜成像，广泛应用于光学等领域^[19]。

基于泰伯效应，可以利用掩模对准曝光机来曝光周期性图形，其分辨率超越了式(7.2)给出的经典极限，还可以在较大的邻近间距内对周期性图形进行曝光^[9, 14]。无透镜EUV光刻也利用了泰伯效应^[20-23]。

实际应用中，将泰伯效应用于光刻需要解决焦深(DoF)太小的问题。实际成像面与理想泰伯平面之间的微小偏差会导致明显的对比度损失。图7.9说明了泰伯位移光刻的工作原理^[24]。相比于一般光刻，这种光刻技术在曝光过程中需要移动硅片/光刻胶，使得泰伯成像曝光不受焦深的限制。利用图7.9中使用的周期和波长得到的泰伯长度为1153nm。在51.0~51.8μm范围内某一固定泰伯距离处对800nm厚的光刻胶进行静态曝光，光刻胶左右（顶部和底部）两侧光强差异较大。曝光过程中，在一个或多个泰伯距离范围内移动硅片/光刻胶相当于对一个泰伯周期内的衍射图形进行积分，这样获得的平均强度分布沿z方向是均匀的，如图7.9右侧矩形框内图形所示，这种情况即为无焦深限制。但这种方法会降低成像对比度。将多次曝光相结合可提供额外的自由度，常用于制备各种具有旋转对称性的光子结构^[25]。泰伯光刻仿真可用于研究光源空间相干性和带宽对成像的影响^[26, 27]，也可用于比较振幅型和相位型掩模在泰伯位移光刻中的性能优劣^[28]。

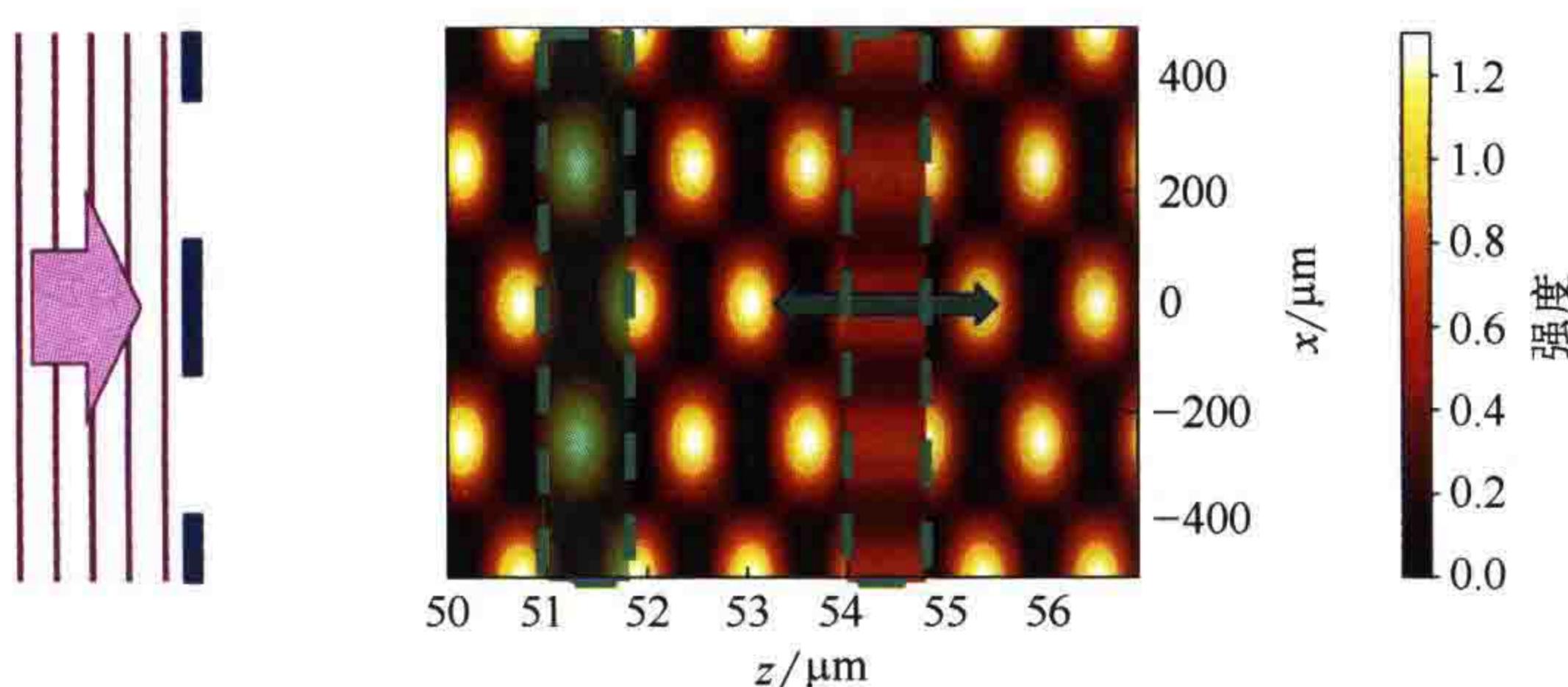


图7.9 泰伯位移光刻的工作原理。365nm波长、1:1占空比、500 nm周期光栅的仿真光强分布或泰伯地毯式图案。虚线框表示800 nm厚的光刻胶，在固定的泰伯距离（左框）处曝光，并且在泰伯距离上进行积分/求均值（右框）

相移掩模可增强掩模对准曝光机的成像能力。图7.10展示了相移对五狭缝图形的近场和菲涅耳区内的衍射光的影响。五狭缝掩模位于所示强度分布的左侧，平面波从左侧入射。左图是二元掩模的仿真结果，该掩模上所有狭缝的相位相同。右图为交替型相移掩模(PSM)，相邻狭缝之间存在180°相移。

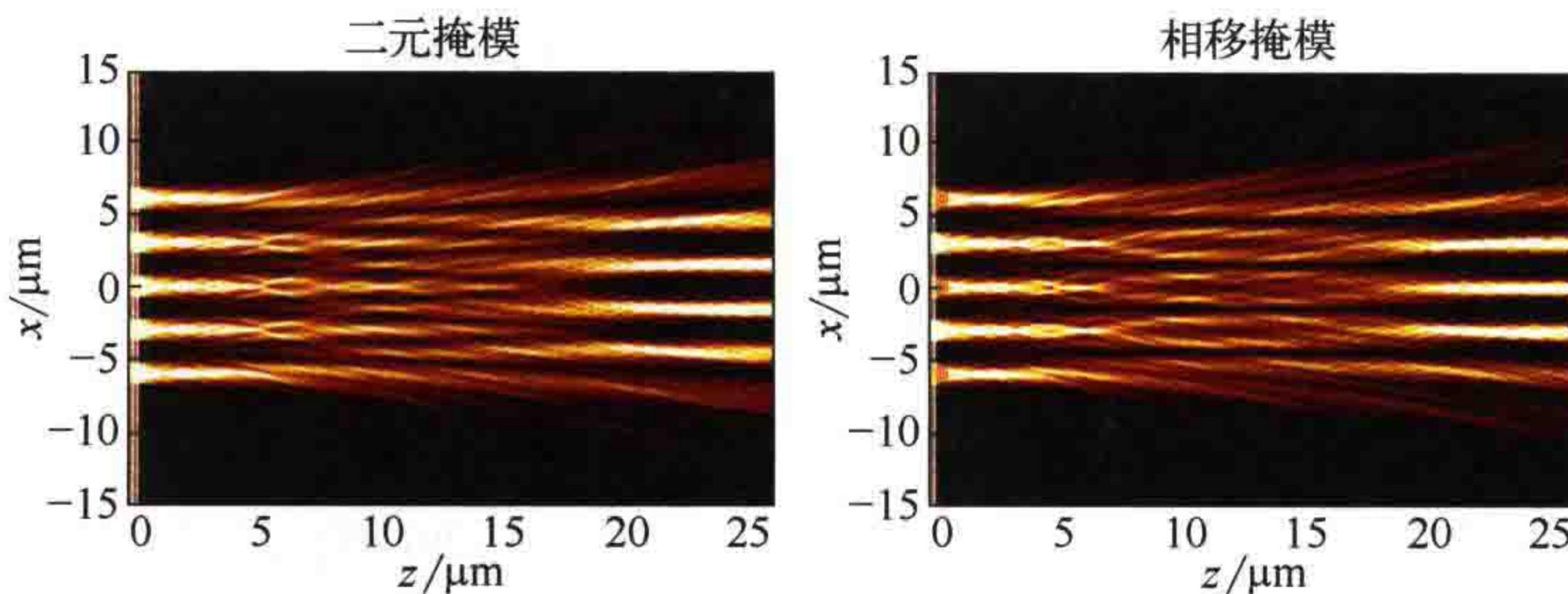


图 7.10 对比二元掩模（左）和相移掩模（右）的近场和菲涅耳区衍射图样。

仿真参数设置： $\lambda=365\text{nm}$, 缝宽 $1.5\mu\text{m}$, 缝距 $3.0\mu\text{m}$

在 $25\mu\text{m}$ 间距附近，两种类型的掩模都可以产生对比度很高的像。二元掩模的像发生了对比度反转，并且只显示有四个狭缝，对应于二分之一泰伯距离处的次级泰伯像。与之相比，相移掩模相邻狭缝衍射光之间的相消干涉在狭缝之间产生了与间距无关的光强最小值，并在正确的位置产生了五个狭缝的高对比度像。当然，由于缺少“邻居”，最上面和最下面狭缝的像略有模糊。可以通过适当的邻近效应修正补偿这种不利影响^[16]。

一般来说，可将接近式光刻的掩模看作是衍射光学元件（DOE）。可采用全反射全息技术及感光材料制造这种 DOE 元件，这是全息光刻技术的一种特殊应用^[29]。也可以利用波动光学算法进行设计，然后利用电子束光刻制造衍射光学元件或掩模版图^[30, 31]。尽管实验已证明这些方法基本可行，但实际应用中它们仍受全息记录材料的转移性能问题以及高精度对准问题的影响，而且制造成本很高。

通过提升照明控制能力，采用定制化照明或者掩模对准曝光机专用掩模，改进掩模成像能力，将掩模接近式光刻推向其物理极限。2010 年，Motzek 等人第一次将光源掩模优化应用于掩模对准曝光机^[32]。结合相移掩模和定制化多极照明，掩模对准曝光光刻能够在较大的邻近间距处对亚微米光栅成像^[33]。掩模基底背面的图形，例如由菲涅耳透镜或线栅偏振器产生的图形，可用于调整照明方向和偏振态，以适应于特定的图形与位置^[34, 35]。

亚琛工业大学发表的文章报道了使用 EUV 光实现接近式光刻的方法^[36]，通过放电等离子体光源产生波长约 10.88nm 的 EUV 光，用于制造大型微米级天线阵列。

7.2 无掩模光学光刻

投影光刻和掩模接近式光刻都需要带有原始设计图形的掩模或者经过邻近效应修正后的掩模。这种掩模的设计和制造耗时长，并且无法灵活地生成图形。本节介

绍了两种无需掩模的光学图形生成方法。第一种通过两列或多列平面波之间的干涉产生周期性图形。第二种利用激光（或电子束）直写光刻技术将光束（或电子束）聚焦在光刻胶上，通过扫描产生复杂的图形。

7.2.1 干涉光刻

干涉光刻（技术）有时也被称为全息光刻，是一种特殊的无掩模光刻技术，可用于制造周期性结构^[37, 38]。两列或多列（平面）波相干叠加形成周期性图形。

为了便于理解该技术的基本原理和分辨率极限，我们首先考虑两列平面波之间的干涉。这是一种最简单情况。如图 7.11 所示，平面波在 xz 平面内传播，相对于 z 轴的倾角为 $\pm\theta$ 。对于具有一定强度、偏振和相干性的平面波，其干涉图形可由下式给出：

$$I = 1 + \cos(2\tilde{k}x \sin \theta) \quad (7.4)$$

其中，

$$\tilde{k} = \frac{2\pi n}{\lambda}$$

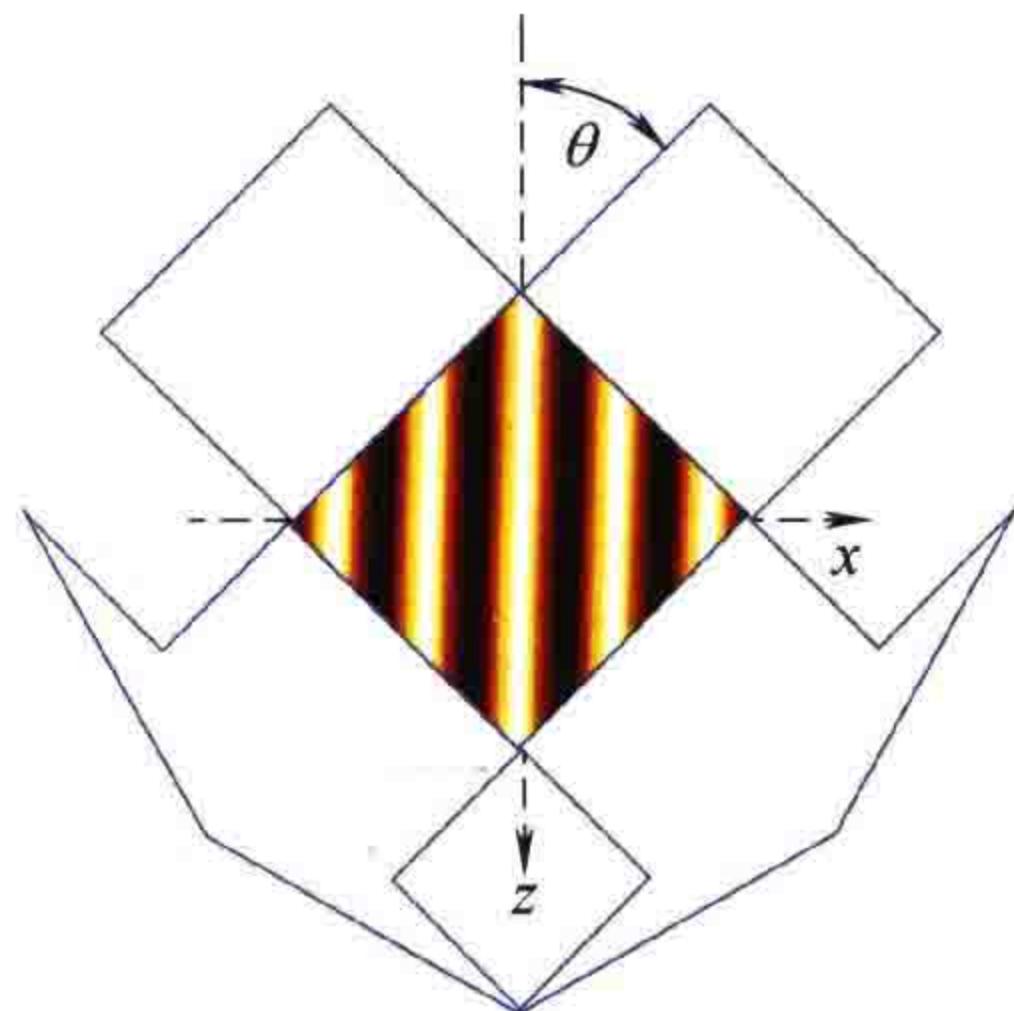


图 7.11 两列平面波的干涉

式中， \tilde{k} 代表传播长度或光波的波矢量 k 的大小，其值取决于波长 λ 和材料的折射率 n 。

干涉图形的周期可表示如下：

$$p = \frac{\lambda}{2n \sin \theta} \quad (7.5)$$

当 $\theta=90^\circ$ 时，相向传播的光波干涉叠加将得到周期最小的干涉图，即干涉光刻的分辨率为（半周期） $hp=\lambda/(4n)$ 。实际情况中，干涉图的对比度取决于干涉波之间的强度比、光波的偏振态以及它们之间的互相干性。

产生干涉光波的方法有多种。图 7.12 展示了几种基本的光路结构及方法，包括采用劳埃德镜（Lloyd's mirror）或棱镜的分波前法（如左侧所示），以及右侧的分振幅法。一般，分振幅法的光路更难以调整，但是通过增加可变衰减器、偏振器、空间滤波器等光学元件，这种方法可以更加灵活地调整干涉波的方向、偏振、振幅、波前质量和相干性。干涉光刻需要高质量地控制干涉波的波前、相干性与偏振态。更多关于干涉光刻实验装置以及不同装置的优缺点方面的内容请见参考文献 [39, 40]。

采用两束平面波的单次曝光干涉光刻，仅可以制造简单的一维光栅或线空周期性图形。更复杂的周期性和准周期性图形需要通过将多次双光束曝光的结果叠加，

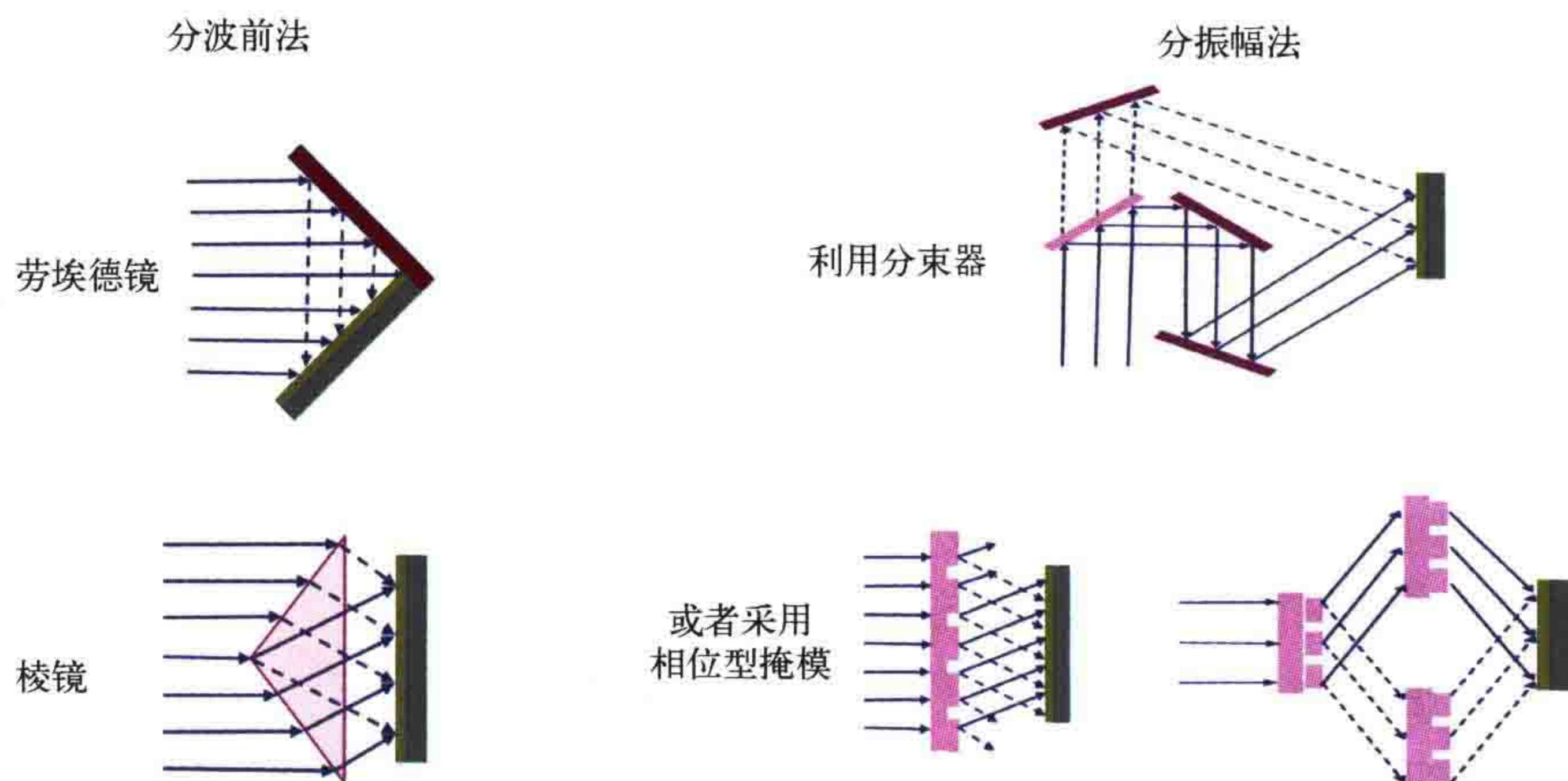


图 7.12 产生干涉图的方法，右下图中的相位型掩模仅用于分波前法

或利用两列以上的光波干涉得到。在每次曝光之后对硅片进行旋转，可以轻松实现多次曝光，每次曝光产生不同的双光束干涉图形^[41]。

利用专用衍射光栅^[42]、特殊类型的棱镜^[40]或特别设计的相移掩模^[43]组成多光束干涉光路可提高图形生成的灵活性，可以制造复杂的几何图形。图 7.13 显示了五光束干涉图形的仿真像和实测像。如 7.4 节所述，三列或三列以上平面波的干涉可在图形中引入第三维信息。

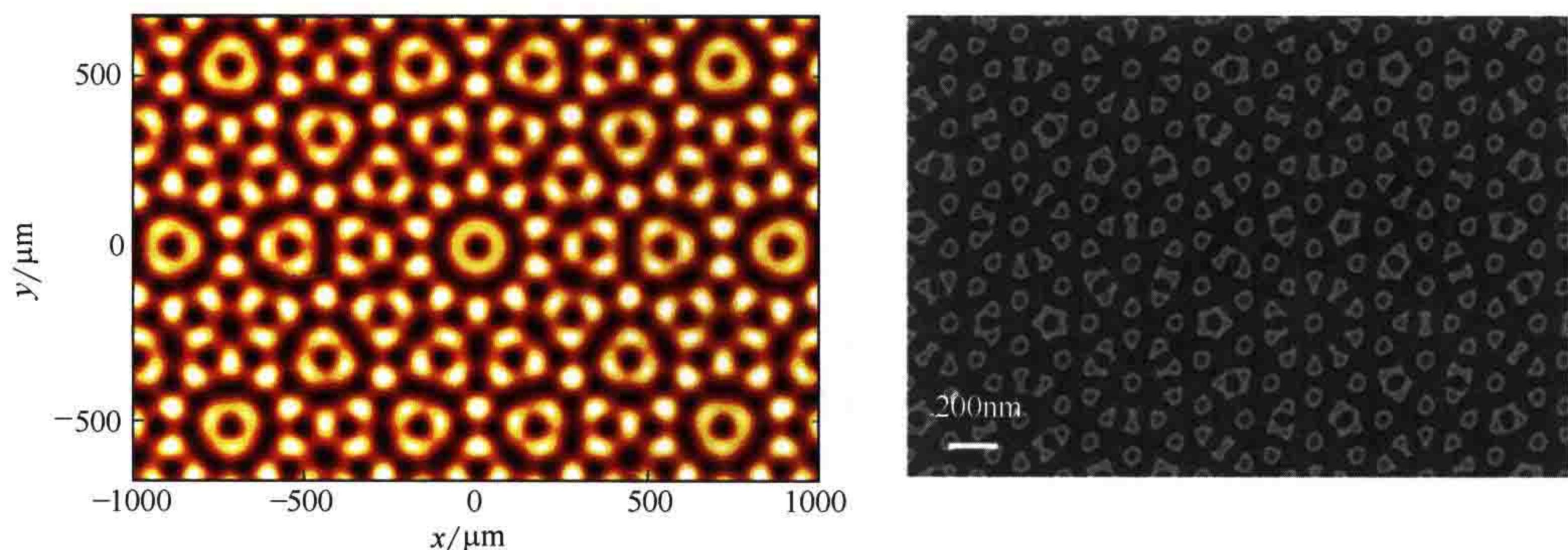


图 7.13 五光束干涉图。空间像仿真（左），摘自埃尔朗根 - 纽伦堡大学 Abdalaziz Awad 2020 年发表的论文；SEM 图像（右）由 Yasin Ekinci 提供^[44]

有研究组将干涉光刻与其他光刻技术相结合制作（接近）任意形状图形。例如，麻省理工学院的一个研究组展示了混合光学无掩模光刻的仿真和实验结果。他们首先利用干涉光刻制作高分辨率密集光栅图形，然后利用传统的投影光刻进行修剪曝光。将干涉光刻和修剪曝光相结合把光栅修改成有用的图形^[45]。

图 7.14 为干涉辅助的混合光刻在多晶硅层曝光中的应用实例。被曝光区域为静态随机存取存储器（SRAM）单元^[46]。该单元采用了一维网格化设计。目标版图

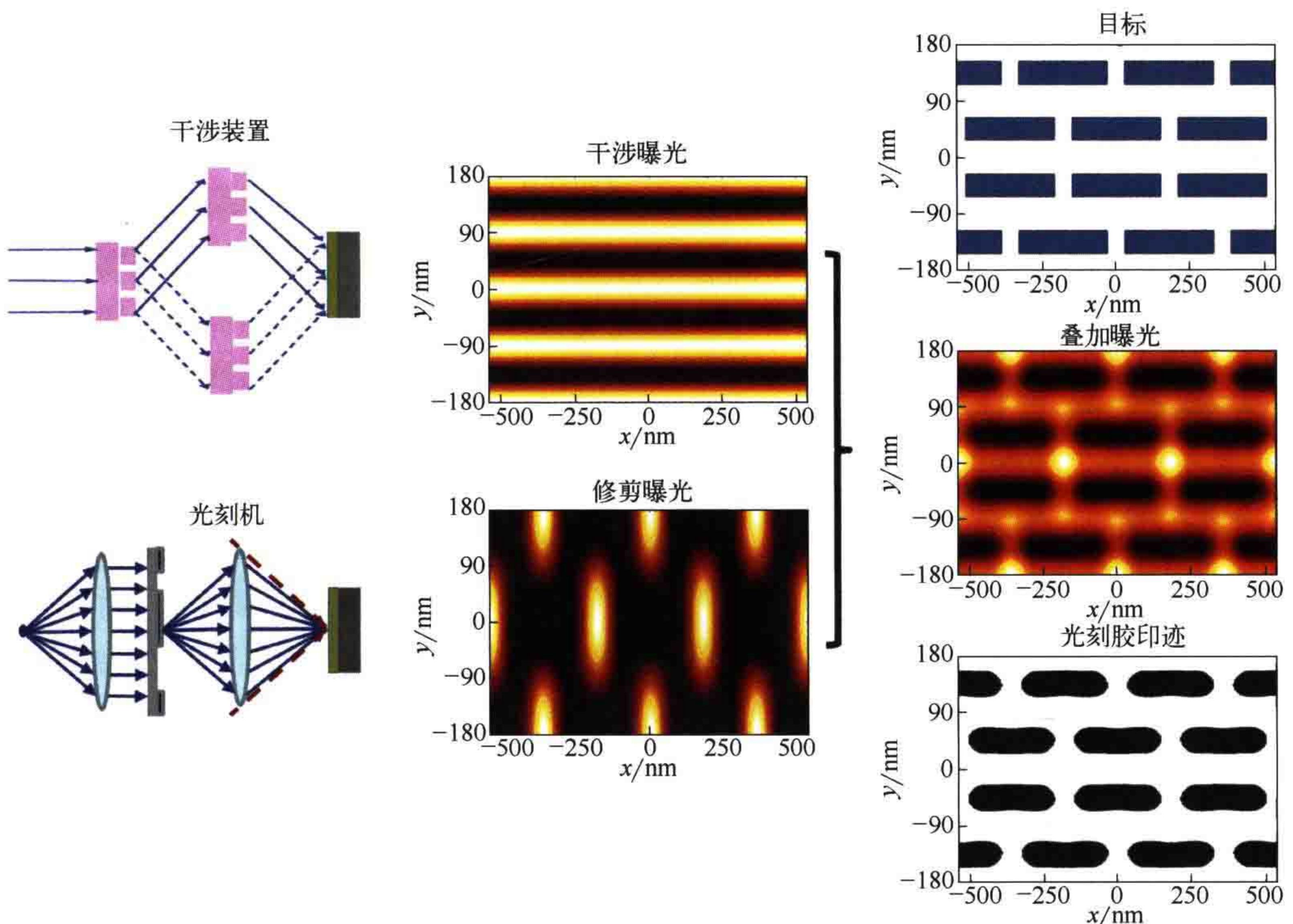


图 7.14 干涉辅助混合光刻在一维网格化设计的 SRAM 单元多晶硅层光刻中的应用^[46]。左列：干涉光路简图（上）和步进扫描投影光刻机的光路简图（下）。中列：干涉曝光（上）和步进扫描投影光刻机或修剪曝光（下）得到的强度分布。右列：目标版图（上），干涉和修剪曝光的叠加强度分布（中），以及相应的光刻胶印迹（下）。仿真参数来自参考文献 [46]

如图的右上角所示，使用波长为 193nm、浸没液体为水的干涉光刻曝光技术制作周期为 90nm 的线空图形。利用 193nm 浸没式步进扫描投影光刻机（NA=1.2）进行修剪曝光，将线条分割成有限长度的分段。将干涉光刻曝光和修剪曝光按照适当的方式叠加起来，得到的强度分布和光刻胶印迹如右图所示。光刻胶印迹与目标版图很接近。残余的差异可通过 OPC 解决。

上述“线条与剪切”方法也适用于先进半导体制造（不使用干涉光刻）^[47, 48]。半导体制造领域的先进图形化技术不会采用干涉曝光装置。半导体制造领域常采用 DUV 和 EUV 步进扫描光刻机制造尺寸接近分辨率极限的线空图形。这些光刻机可产生强二极照明。为了使剪切图形达到所需的精度，第二次（投影）曝光常会采用 OPC 或 SMO 技术。

除了上述将干涉光刻和投影光刻组合应用的方法之外，还存在图形化干涉光刻与掩模干涉光刻等替代性方案，它们可以应用于要求不高的场景。图形化干涉光刻在中继像平面上放置物理掩模，对干涉图进行滤波^[49]；掩模干涉光刻在光刻胶顶部

放置一块掩模，将干涉图形限定在特定区域^[50]。

干涉光刻技术适用的波段很宽，可从 EUV 波段到可见光波段。由于装置相对简单，干涉光刻至今仍被用于各种 DUV 浸没式光刻和 EUV 光刻技术的早期研究中^[21, 51]，特别是在光刻胶材料遴选方面的应用^[52]。除此之外，还可用于制造光栅、布拉格反射器、光子带隙结构^[53]、抗反射涂层^[54, 55]，以及用于控制细胞与材料相互作用的大尺寸蛋白质阵列等^[56]。

使用倏逝波或表面等离子体的近场干涉光刻技术具备突破上述分辨率极限的潜力。将在 7.3.1 节中讨论这些技术的基本原理和局限性。非线性光学材料可产生高频谐波，基于这一原理也有可能形成超分辨率干涉光刻技术方案^[37]。7.3.2 节将讨论这种方法的局限性。

7.2.2 激光直写光刻

激光直写光刻 (LDWL) 采用一束或多束聚焦激光束对光刻胶进行曝光

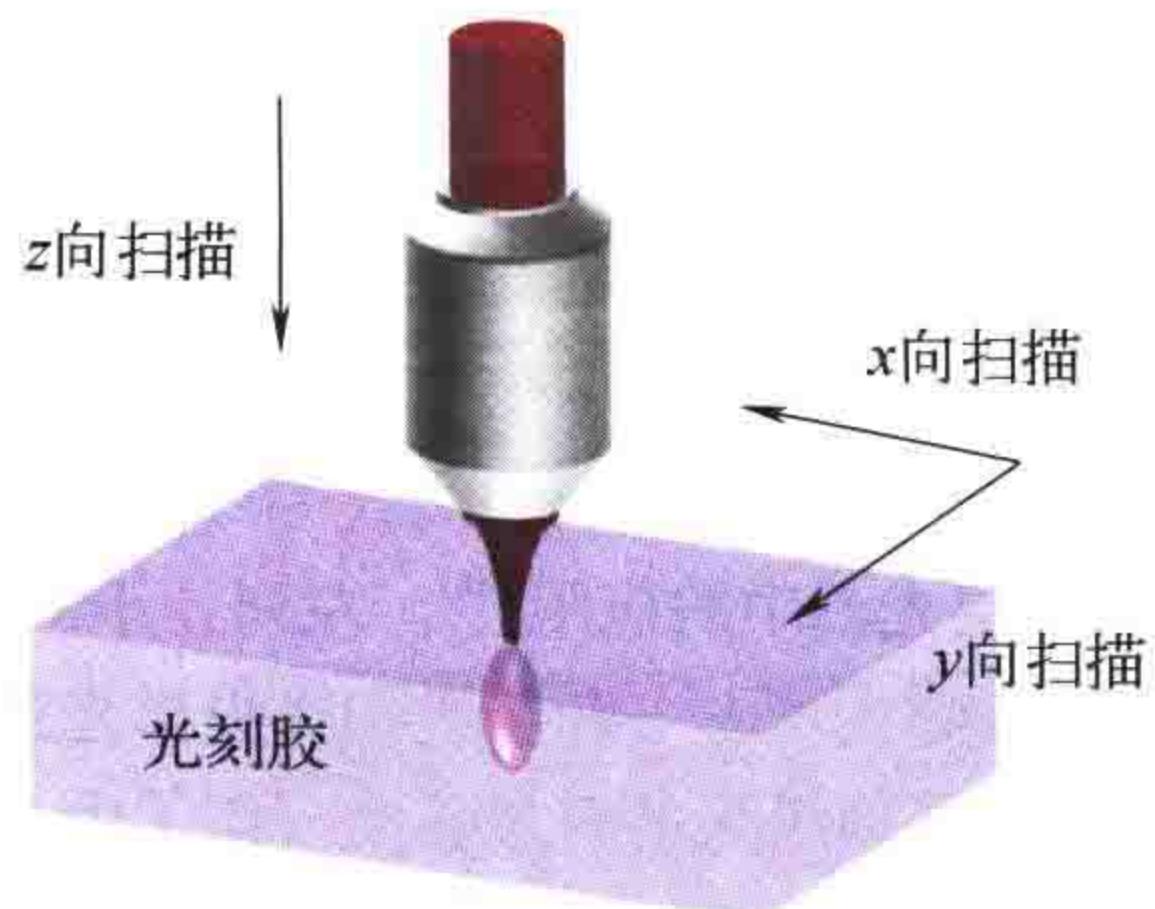


图 7.15 激光直写光刻 (LDWL) 的基本方案。摘自参考文献 [63]

(如图 7.15 所示)。通过硅片或激光束的扫描运动控制光刻胶曝光位置。利用工件台与 2D 扫描振镜可以在超过几毫米的大面积上制造微纳结构。工件台一般为 3D 线性压电传感器 (PZT) 驱动型工件台或电机驱动型工件台。无需光刻胶的激光直写材料加工工艺 (LDWP) 也采用了类似的工作原理。LDWL 使用标准的激光光源。LDWP 的光源为高功率飞秒脉冲激光器，可以直接对材料进行加工^[57-59]。早期的

LDWL 系统主要用于制作光刻掩模，可作为电子束掩模直写设备的高性价比替代方案^[60-62]。

激光直写光刻不需要使用掩模，只需使用简单的聚焦光学系统就可以非常灵活地生成（几乎是）任意形状图形。激光直写系统的价格低于最先进的光学投影光刻系统，其主要不足是串行写入方式非常耗时、产率低。

激光直写系统的曝光效率取决于聚焦光束的形状及其在光刻胶上的扫描 / 运动方式。激光直写光刻一般可以用于制备 2D 与 3D 图形，例如制备侧壁几乎垂直的 2D 图形、任意几何形状的 3D 图形等。本节介绍的主要是可在硅片 xy 平面上制作二元图形的 2D 光刻，忽略深度方向上光束形状的变化。7.4 节介绍 3D 激光直写光刻在 3D 微米 / 纳米曝光中的应用。

图 7.16 为两种激光直写光束强度分布或光束几何形状截面图。平面波经过聚焦透镜形成带有束腰的 sinc^2 函数（柱面透镜）或贝塞尔函数（球面透镜）型强度

分布。由于聚焦透镜只能收集部分平面波，所以这种结构会导致光瞳填充得过满，能效较低，还会产生明显的成像旁瓣。旁瓣导致邻近效应，相邻图形衍射光之间相互干扰。采用光束宽度很小的高斯光束进行照明，可以确保大部分光能量能够穿过光瞳。采用这种配置，光瞳面的光强分布为高斯形，不会完全填充，是 LDWL 的首选。NA 较大的情况下，聚焦后光束的形状明显受偏振态的影响。

标准激光直写光刻的分辨率由阿贝 - 瑞利极限 $x_{\min} = k_1 \lambda / \text{NA}$ 决定，取决于曝光波长 λ 和投影物镜的数值孔径 NA。工艺因子 k_1 取决于光束形状、光刻胶和其他工艺条件。激光直写光刻的 k_1 常见值约为 1.0。大多数激光直写光刻系统的波长为 $350 \sim 450\text{nm}$ ，数值孔径可高达 0.85。因此激光直写光刻的分辨率极限为 $300 \sim 500\text{nm}$ 。

聚焦激光束的扫描方式包括矢量扫描与栅格扫描两种。矢量扫描过程中聚焦光束移动到需要曝光的位置进行曝光，通常这种方法需要将聚焦光束跳跃性地移动到硅片上的不同区域。在短时间内高精度定位到所需位置的难度很大。因此大多数系统都使用栅格扫描方式。在栅格扫描过程中，聚焦光束沿着矩形网格有规律地移动。下面将详细介绍栅格扫描的技术细节。还有一些系统采用螺旋形扫描模式，类似于激光光盘刻录机的工作方式^[64]。

图 7.17 所示为主流激光直写光刻系统的基本写入策略示意图，即在直线网格上进行栅格扫描的策略。在这种写入策略中，聚焦激光束在均匀网格上移动，类似

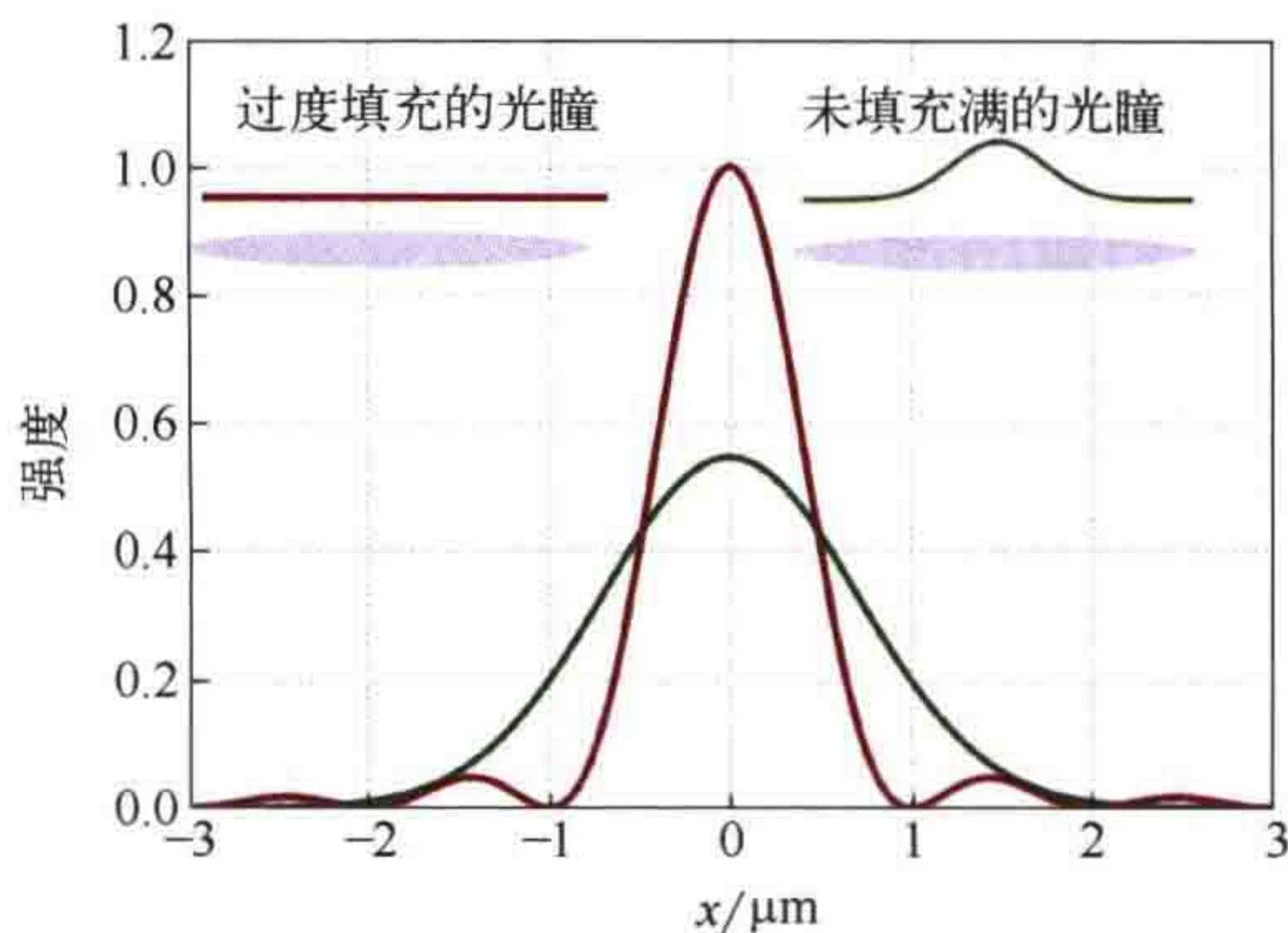


图 7.16 聚焦光束的强度横截面：高斯光束未充满光瞳； sinc^2 形光束对光瞳填充得过满

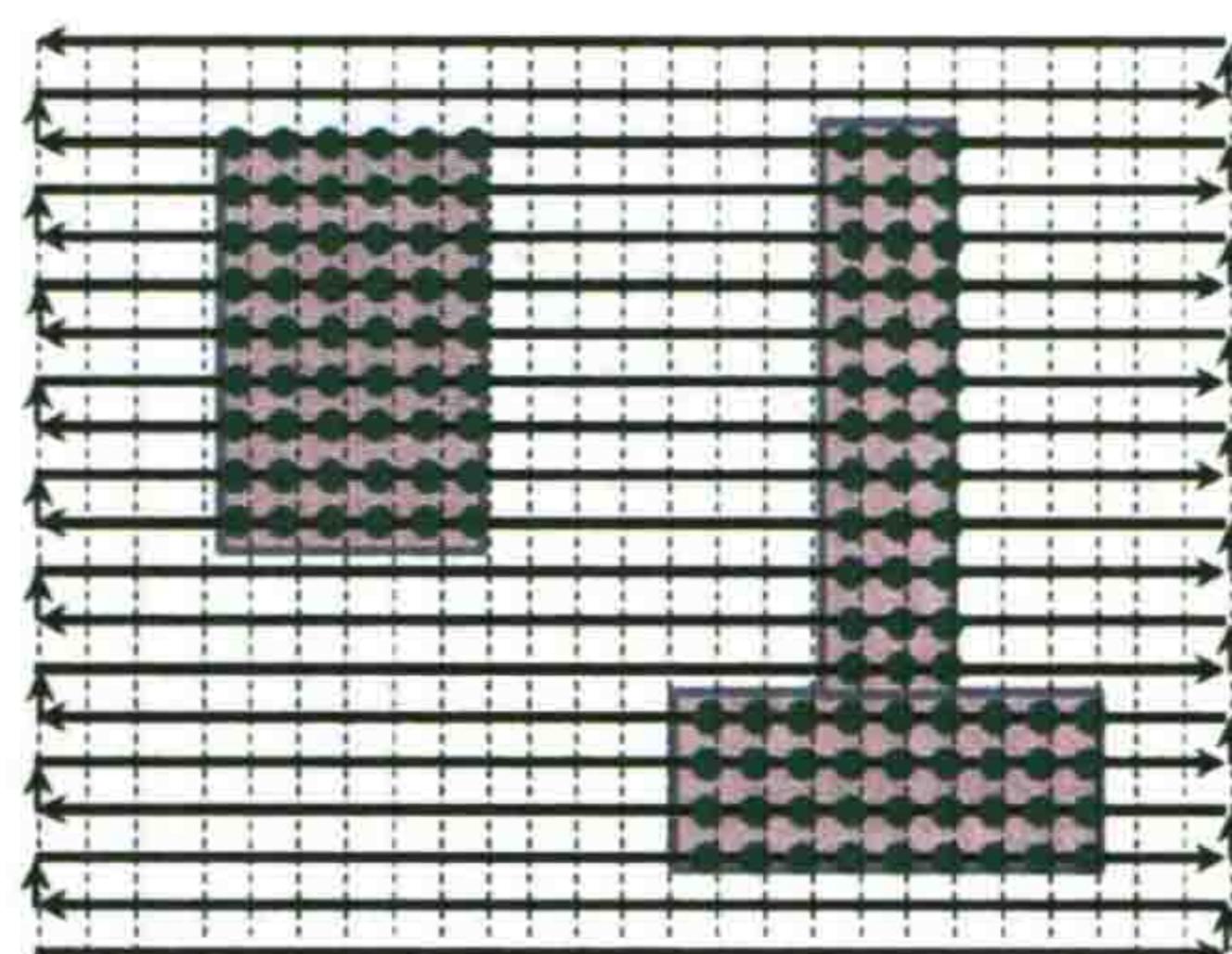
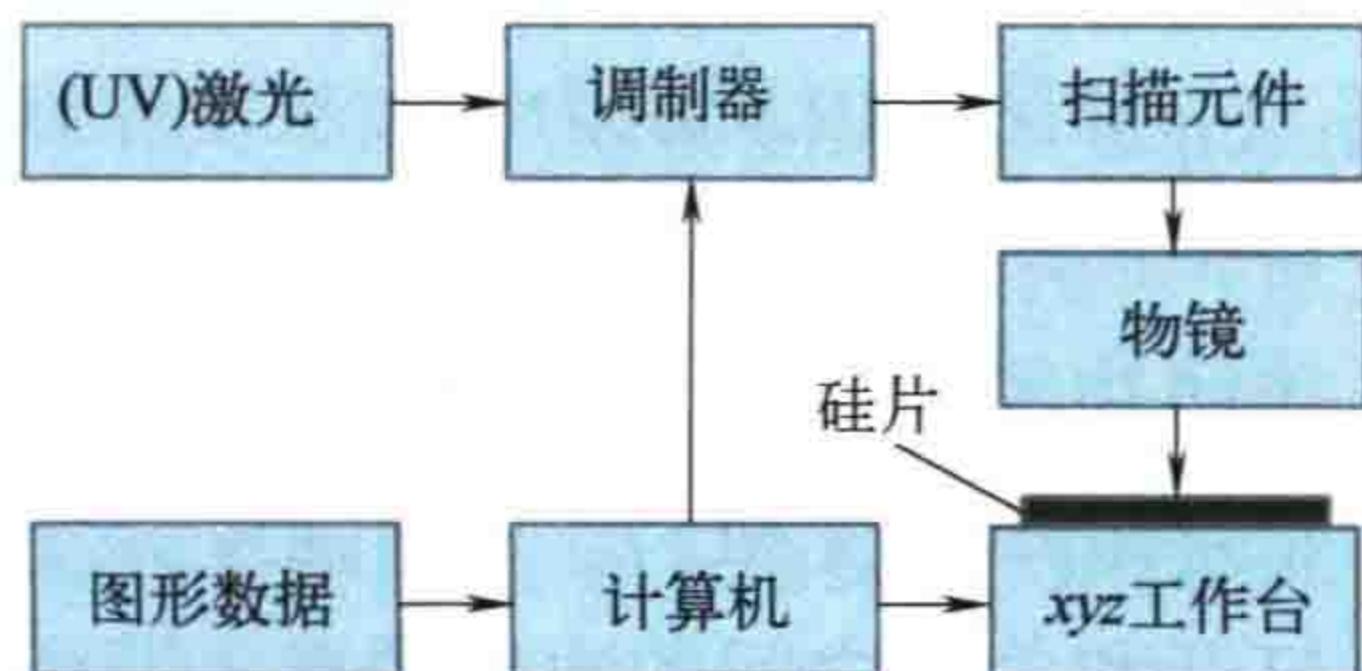


图 7.17 LDWL 系统的写入策略。方框图（左）和 xy 平面上的栅格扫描（右）。
左侧部分改编自参考文献 [61]

于老式射线管电视的成像原理。均匀网格也称为寻址网格。由扫描元件执行扫描动作，例如可通过反射镜系统、三位移台或者工件台来移动光束焦点的位置。通过边扫描边调节光束强度的方法来构建所需的图像。在最简单的情况下，只需打开和关闭光束即可。通过计算机控制扫描运动和光束调制，由用户输入图形数据。

所有离散位置形成了一个等间距的寻址网格。寻址单元 (AU) 为寻址网格上两个相邻格点之间的距离。网格中的点数或像素数决定了激光直写设备的写入速度。寻址单元较小时产生的图形数据量大，导致写入时间很长；较大的寻址单元可以减少数据量和写入时间，但会降低空间分辨率。图 7.18 为高斯形光束轮廓的宽度 w_{Gauss} 对像的影响。图中的寻址单元为 $0.5\mu\text{m}$ 。六个相邻像素组合在一起形成 $3\mu\text{m}$ 宽的特征图形。图中给出了单个像素和整个像的强度分布。小于寻址单元的像素会独立成像。采用两个寻址单元宽的像素就足以分辨 $3\mu\text{m}$ 宽的目标图形。

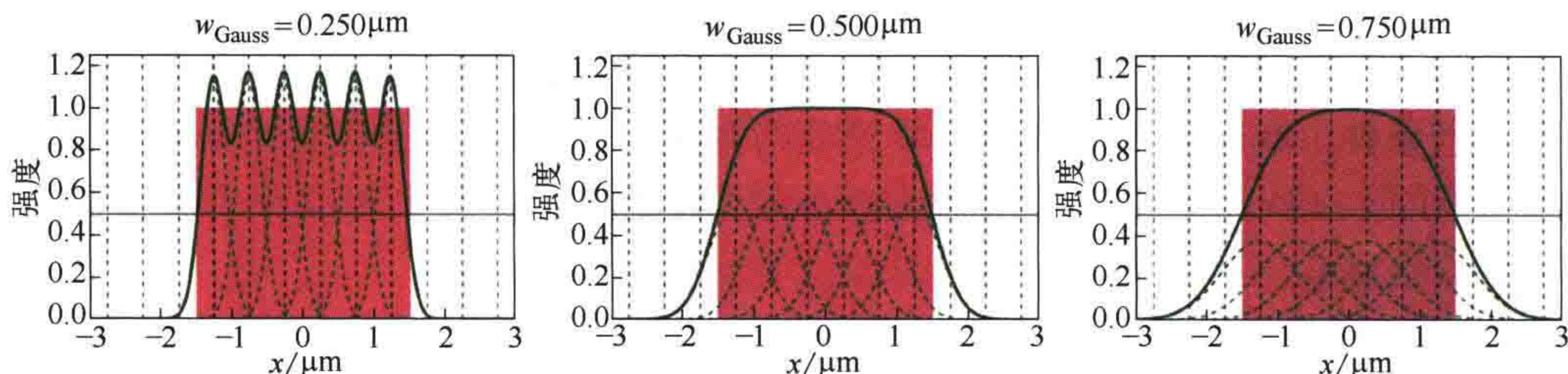


图 7.18 高斯形光束轮廓的宽度 w_{Gauss} 对像的影响。寻址单元为 $0.5\mu\text{m}$ 。阴影块表示 $3\mu\text{m}$ 宽目标图形的尺寸。注意随着 w_{Gauss} 的增大局部对比度或 NILS 在名义图形边缘位置会下降

刻写光斑的大小和形状、像素网格的周期 / 方向以及像素间的相对强度等曝光参数决定了栅格化图形的图像质量。将计算机与电视机图像显示技术进行一定修改并应用在激光直写光刻中，可以优化与解决其在刻写速度、网格像大小以及精度方面的矛盾。采用旋转网格、灰度像素和多通曝光的方法可以提高成像的最小特征尺寸、边缘放置分辨率与精度、CD 均匀性以及边缘粗糙度^[65]。

如图 7.19 所示为通过灰度像素精调特征图形边缘位置的方法。完全打开和关闭边界像素会使特征图形边缘移动 1 个寻址单元 (AU)。采用强度介于完全打开和关闭之间的边界像素（即所谓的灰度像素）可使特征图形边缘的移动更加精细。这样采用具有多灰阶的大尺寸像素也可以实现高精度的边缘放置，能

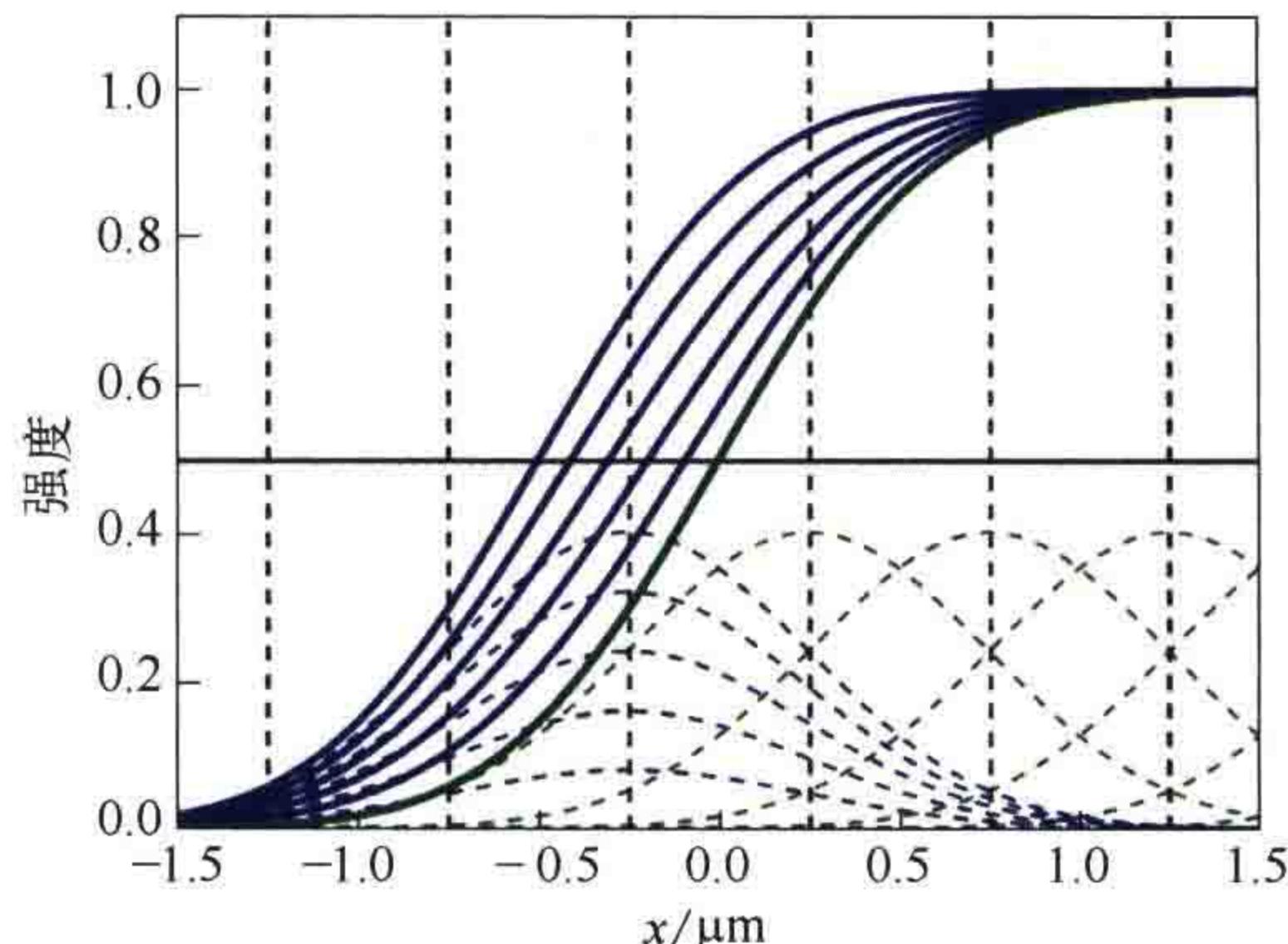


图 7.19 通过灰度像素精调特征图形边缘的位置

够以较少的数据量曝光更大的区域^[66]。对该技术进行成像仿真分析可知，图形边缘的移动相对于灰度像素的强度是非线性的。如果没有合理地配置寻址网格、光束形状、灰度和强度阈值，会导致成像 NILS 或特征图形对比度下降^[67]。

利用栅格扫描曝光方法可以更加灵活地刻写任意形状的图形。然而扫描时间会比较长，限制了其可以实现的产率。无掩模光刻结合了激光直写与光学投影光刻的优点^[68-71]。图 7.20 为采用数字微镜阵列（DMD）或其他微镜阵列生成图形的典型装置，可动态调整图形的几何结构。通过调整阵列中单个微反射镜的位置和方向可调制光的空间强度和相位分布^[72]。通过液晶显示（LCD）也可以产生所需的空间强度分布^[73]。物镜将这种强度分布缩小成像至硅片上的光刻胶内。

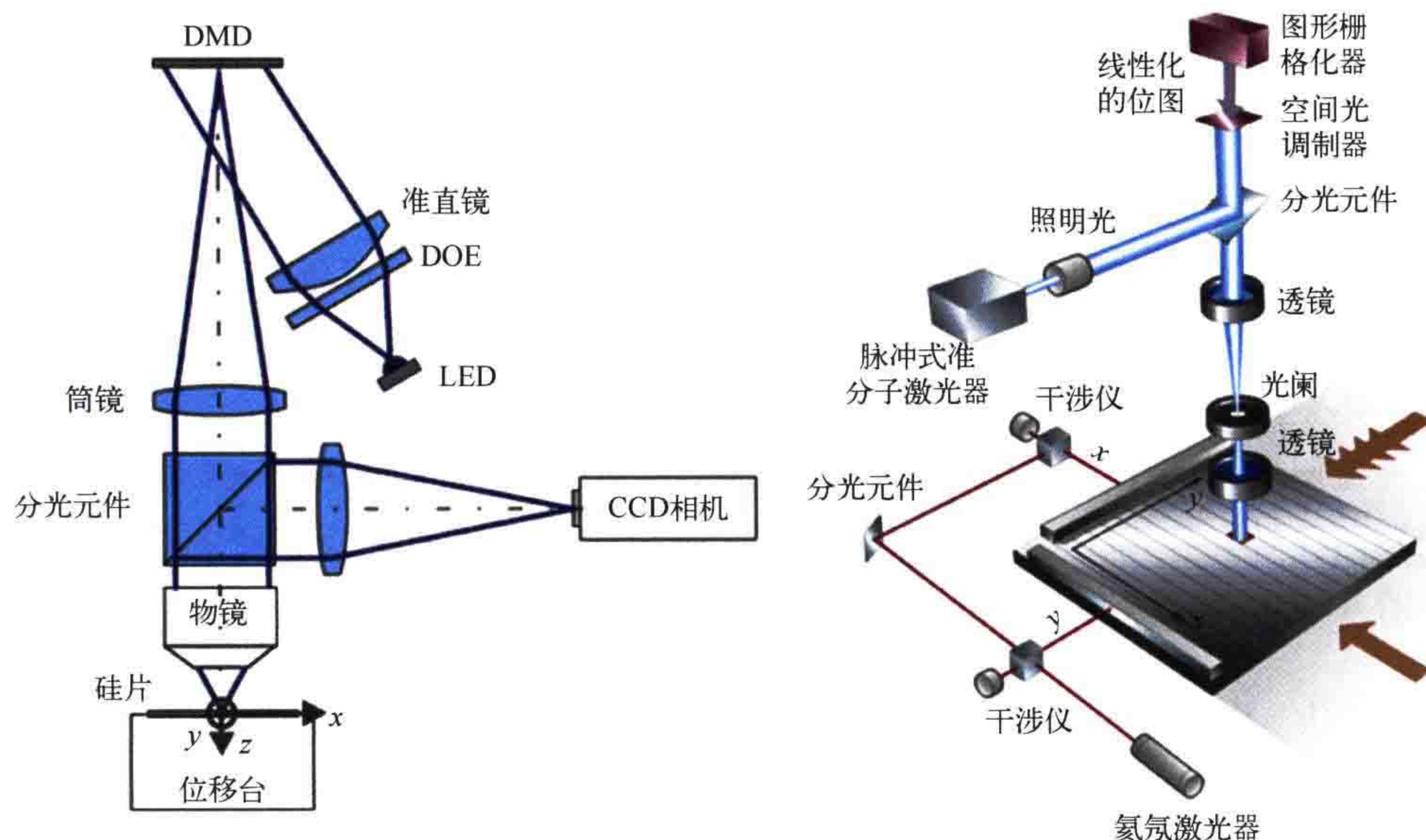


图 7.20 无掩模光学光刻。使用 DMD 的装置（左），转载自参考文献 [73]。

使用空间光调制器（SLM）的光刻掩模图形动态生成系统（右），转载自参考文献 [69]。

右边的空间光调制器也是基于 DMD 的

简而言之，可以将上述系统看作是具有可编程掩模的投影光刻机。无掩模光刻的性能也受到很多因素的影响。Sandstrom 等人从系统组件、刻写策略、仿真研究等方面研究了这种系统的可行性^[72, 74]。硅片面典型的像素大小约为 30nm。DMD/LCD 的尺寸、缩放倍率和物镜设计限制了像场的大小和产率，其产率只有每小时几片。其他类型的光学无掩模光刻的性能也与之类似，其中包括在像面^[71]或物面^[75]使用菲涅耳波带片阵列来产生光斑，对光刻胶进行多焦面扫描曝光的无掩模光刻技术。

目前光学无掩模光刻的性能还不能满足先进半导体制造的需求。激光直写光刻的分辨率虽比不上聚焦电子束光刻^[76]，但它仍被广泛用于制造低分辨率光刻掩模、

印制电路板^[66]，原型设计，以及用于各种需要低成本且高度设计灵活性的研发应用场合。先进商用激光直写光刻机采用短波长（如 405nm）可见光和 DMD 来动态地生成图形，分辨率和产率可满足许多应用的需求。

应用于平面（2D）加工的激光直写光刻通常使用标准的 DNQ 型光刻胶或化学放大光刻胶^[77]。Hamaker 等人^[78]概述了掩模激光直写光刻中的光刻胶效应。7.3.2 节将讨论超越经典分辨率极限的激光直写光刻胶和相关工艺。

7.3 无衍射极限的光学光刻

2.3.1 节中的投影光刻分辨率极限公式 $x_{\min} = k_1 \lambda / \text{NA}$ 是在两个重要的假设条件下得出的。首先，假设空间像是由物镜远场的光形成的。该假设条件适用于投影光刻，但不适用于光在掩模附近或材料界面位置的传播。7.3.1 节介绍了几种利用近场光传播的特殊性质来生成图形的技术。所生成的图形的尺寸小于经典阿贝 - 瑞利分辨率极限。其次，假设光在光学线性材料中传播，即入射光不会改变材料的折射率或消光系数。这个假设对于光在空气、真空、玻璃和许多材料中的传播都是合理的。某些类型的光刻胶会表现出漂白效应（bleaching effect）和光致折射率变化。对于这种类型的光刻胶，第二种假设不能成立^[79]。5.2 节已介绍了利用光刻胶的光学非线性实现双重曝光的几种方法。7.3.2 节介绍利用光学非线性实现无衍射极限光学光刻的方法。

7.3.1 近场光刻

通过第 2 章的学习我们了解到，投影光刻成像可以理解为平面波的传播与叠加。除了可向前传播的光之外，还存在一些转瞬即逝的电磁波（倏逝波），它们的强度随着与光源距离的增大呈指数形式衰减。只有在光在平面界面处发生全反射、光通过光刻掩模上的小孔或者小物体发生散射等特殊情况下才会产生倏逝波。这些倏逝波可以将光束缚在远小于式（2.20）给出的经典阿贝 - 瑞利极限的区域内。倏逝波也可以与表面等离子体互相耦合，在金属表面形成等离子体振荡。表面等离子体和倏逝波在介电材料与金属材料界面处共同激发形成表面等离激元（SPP）。SPP 的波长可以比激发光的波长小得多，能够获得超高的分辨率^[80]，光经过金属层孔的透过率也可以很高^[81]。但 SPP 被束缚在电介质 / 金属界面上，不会传播到远场^[82]。下面两个示例演示了利用倏逝波和 SPP 形成亚分辨率光刻图形的方法。

图 7.21 为三种不同曝光条件下光刻胶内的双光束干涉图。在这三种情况下，两列入射波都以 $\pm 70^\circ$ 的入射角照射到光刻胶上。三种情形下，光刻胶上（在光刻胶的顶部）的材料不同。干涉图的周期可由式（7.5）给出。

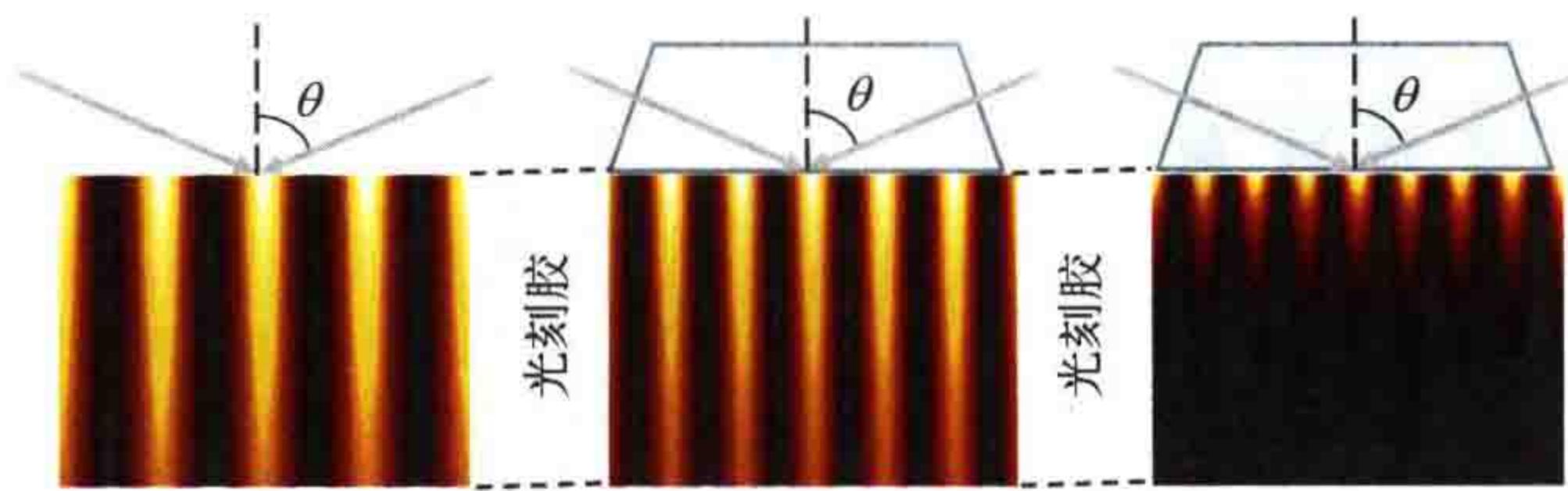


图 7.21 光刻胶内存在传播光和倏逝波的干涉光刻。光刻胶的厚度为 100nm，折射率 $n_{\text{resist}}=1.7$ ，消光系数 $k_{\text{resist}}=0.05$ 。左：入射光来自空气， $n_{\text{air}}=1.0$, NA = 0.94, $p=205\text{nm}$ 。中：入射光来自水， $n_{\text{water}}=1.44$, NA=1.35, $p=103\text{nm}$ 。右：入射光来自高折射率固体， $n_{\text{solid}}=2.0$, NA=0.94, $p=205\text{nm}$ 。其他参数： $\lambda=193\text{nm}$, 入射角 $\theta=70^\circ$ 。引用自参考文献 [83]

图 7.21 中左图所示两列干涉光束直接从空气照射到光刻胶上，产生的干涉图周期为 $p=\lambda/(2\sin\theta)=205\text{nm}$ 。从空气或真空入射时的理论分辨率受入射角的限制。入射角为 90° 时，最高分辨率周期为 $\lambda/2$ 。图 7.21 中图用折射率为 $n_{\text{water}}=1.44$ 的浸没液体（水）代替空气后，干涉图的周期减少到 $p=\lambda/(2n_{\text{water}}\sin\theta)=143\text{nm}$ 。左图和中图都代表标准干涉光刻，如 7.2.1 节所述。

图 7.21 右图采用固体作为浸没物质。光刻胶顶部为折射率 $n_{\text{solid}}=2.0$ 的高折射率棱镜。干涉图形的周期为 $p=\lambda/(2n_{\text{solid}}\sin\theta)=103\text{nm}$ 。然而，棱镜内部的入射角大于临界角 $\theta_c=\arcsin(n_{\text{resist}}/n_{\text{solid}})\approx 58.2^\circ$ 。因此，入射光在棱镜和光刻胶的界面处发生全反射。

如图 7.21 右图的严格仿真结果所示，部分入射光仍能进入光刻胶，在棱镜 / 光刻胶界面处形成倏逝波。它们发生干涉并形成周期为 103nm 的图形。然而，这些倏逝波和干涉图进入光刻胶后会迅速衰减。式 (7.6) 给出了典型的穿透深度^[84]：

$$d_{\text{penetration}} = \frac{\lambda}{2\pi\sqrt{n_{\text{solid}} \sin^2 \theta - n_{\text{resist}}^2}} \quad (7.6)$$

式中， n_{solid} 、 n_{resist} 和 θ 的值见图 7.21 的标题。只有厚度小于 30nm 的薄光刻胶才能用于固体浸没式光刻。如果采用特殊底层材料，则可以将光刻胶厚度增加到 2 倍或 3 倍^[83-85]，但这些底层难以集成到工艺中。

小物体对光的衍射也会产生倏逝波。图 7.22 展示了玻璃 - 铬或银光栅的近场衍射图。玻璃基底上铬或银的厚度为 140nm。横向磁场 (TM) 偏振光的电场矢量在纸面内，波长为 436nm。该光束从图中顶部的玻璃基底入射至光栅。两个光栅的周期均为 80nm，除 0 级光外，其他级别的衍射光无法传播。然而，可以观察到吸收体（光栅）下方光刻胶内的光强分布发生了明显变化。对于左侧光栅，倏逝波以铬光栅沟槽为中心呈对称分布，并在光刻胶内迅速衰减，其穿透深度或可获得足够成像对比度的“焦深”不足 20nm。

光在图 7.22 右侧银光栅中的传输机制以及形成的图形与铬光栅不同。在 436nm

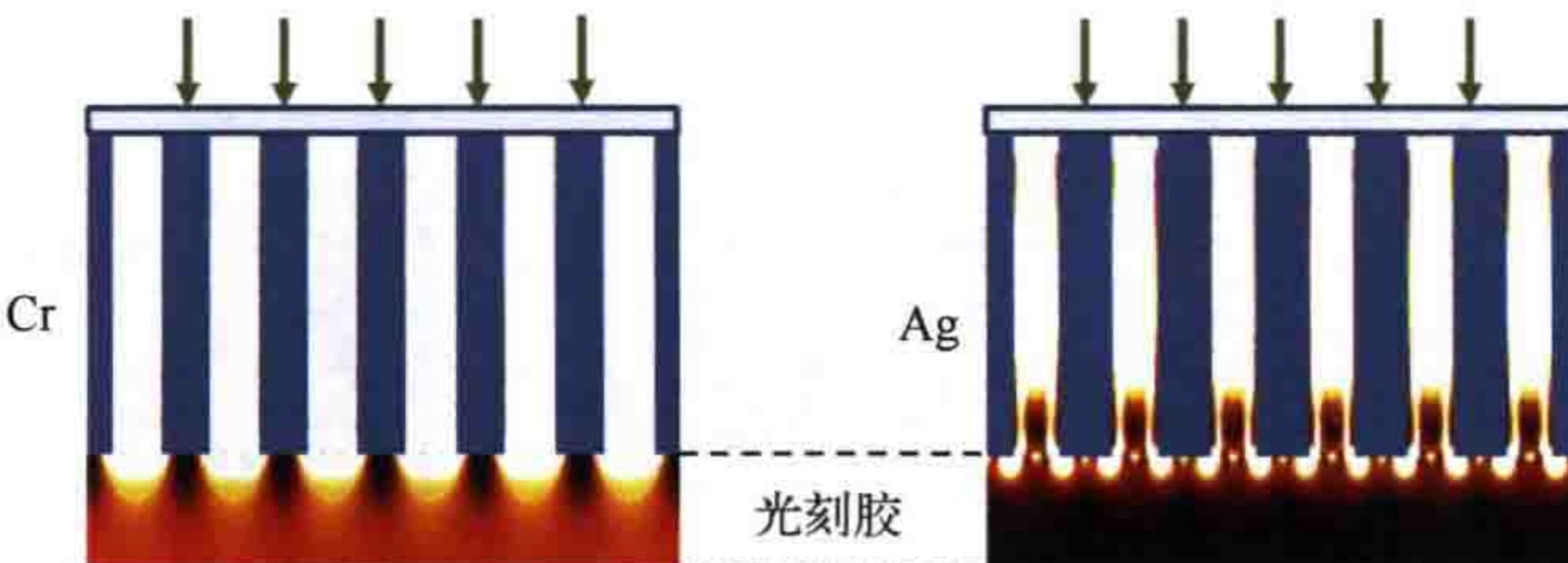


图 7.22 亚波长光栅的近场衍射。左图：铬 ($n=2.0367, k=3.7855$)。右图：银 ($n=0.13535, k=2.2550$)。两种金属的厚度都为 140nm，入射光波长为 436nm，光栅周期为 80nm。光栅顶部为玻璃基底，TM 偏振光从玻璃（折射率 $n=1.5$ ）入射（图顶部，电场矢量在纸面内）。光栅下方的材料（图底部）是光刻胶，折射率 $n=1.7$ ，消光系数 $k=0.05$ 。折射率数据来自参考文献 [86]

波长条件下，银是一种强等离激元材料。入射光在银表面激发 SPP。这些 SPP 从银光栅的顶部传播到底部，它们在银光栅底部直角处产生倏逝波，所成图形的周期约为相应铬掩模所成图形的二分之一。

亚波长纳米图形可用作等离激元透镜，将倏逝波聚焦为尺寸远小于波长的光斑^[87]；也可以作为倏逝波辅助图形，改善光的利用效果，提高光刻掩模图形的成像质量^[84]。也可以将光学近场技术与各种自组装方法相结合。纳米球光刻等与之类似的光刻技术^[88-90]采用自组装方法生成（金属）有序排列的纳米球或纳米图形阵列。这些纳米球或者图形阵列位于光刻胶顶部。自组装形成的阵列充当后续图形转移步骤的近场掩模。

与之有关的另一个概念是负折射率超透镜。1968 年，Veselago^[91] 提出了负折射的概念，其示意如图 7.23 所示。左图表示介质界面处的折射，满足斯涅耳定律 $\sin\theta_2 = n_1 \sin\theta_1 / n_2$ ，式中， n_1, n_2 为界面上下两侧材料的折射率； θ_1, θ_2 分别为入射角与折射角。此例中， $n_2 > n_1$ ，光向表面法线方向偏转。所有天然材料的折射率都为正值。因此，入射光和折射光的波矢位于表面法线矢量的左右两侧，且与 n_1 和 n_2 的相对大小无关。

图 7.23 的中图演示了负折射率材料会发生的现象。在图中所示情况下，入射光和折射光的波矢位于表面法向量的同一侧。图 7.23 的右图显示了利用负折射率材料的负折射性质形成无透镜“完美”成像的方法。负折射将发散光转换为会聚光，经过两次负折射将来自超级透镜左侧的发散光转换为右侧的会聚光。

虽然这种成像只需要一个负折射率平板，但仍有两个基本问题未解决。首先，目前还没有发现天然的负折射率材料；其次，该系统仍然服从平面波传播理论，并未解决衍射受限问题。

Pendry^[92] 意识到利用人工设计制造的亚波长结构可以实现负折射率材料。他的研究表明倏逝波在这种人工负折射率材料中不会衰减^[92]。倏逝波能从物面转移到负折射率平行平板的像面。这样负折射率成像就不再受衍射的限制。为了实现负折射

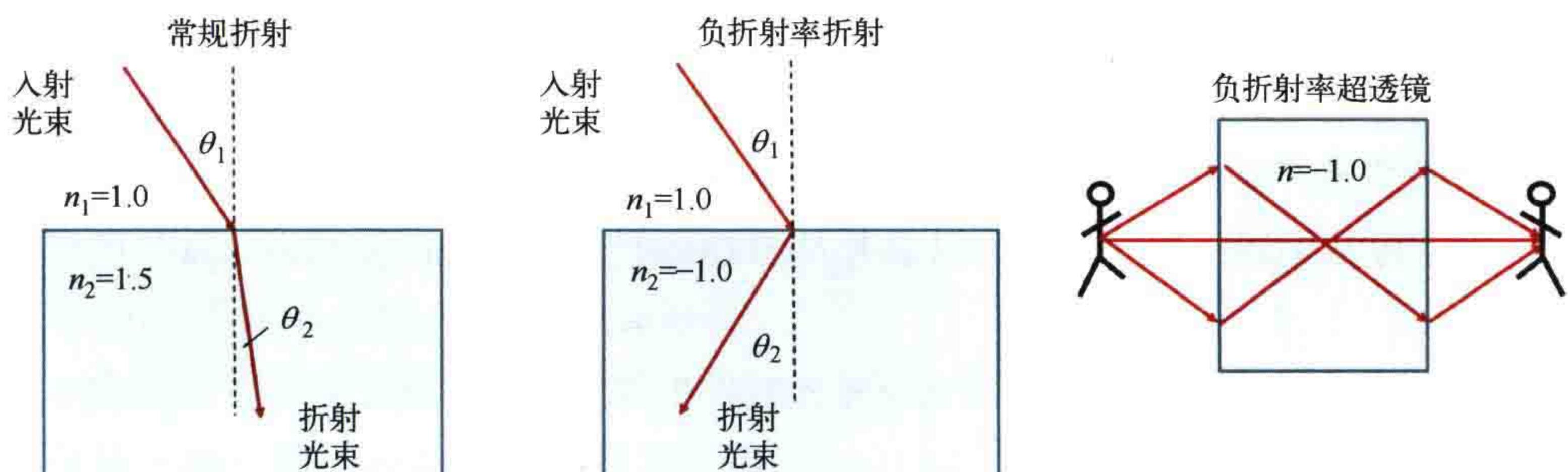


图 7.23 电介质界面上发生的常规折射(左), 负折射率折射(中), 以及负折射率超透镜内的光路示意图(右)。改编自 2002 年 /2003 年 Katja Shamonina 在埃尔朗根 - 纽伦堡大学所作的报告

率材料的近场与远场组合成像, 物体必须非常靠近平板。尽管人们已展示了许多新型负折射率成像方法与原理验证实验, 但该技术还不能应用于光刻, 离实际应用还有很远的距离。负折射率超透镜的分辨率受到几何结构约束和材料质量的限制。负折射率与共振密切相关, 共振过程中常伴随着材料对光的强吸收与耗散等现象^[93]。

对近场衍射的各种仿真研究, 已经证明了近场效应在光刻应用中的潜力和局限性^[84, 94, 95]。尽管实验已表明其原理可行^[96, 97], 但这些近场技术对制造和对准公差的要求非常严格, 而且等离子体和负折射率材料中的共振效应还会引起高损耗问题, 使得这些近场技术的适用范围非常有限。倏逝波和表面等离激元的生成与传播对物体形状和材料特性的微小变化都非常敏感。随着与波源距离的增大, 倏逝波呈指数衰减。这意味着焦深和能够适用的光刻胶厚度远低于光的波长。另外, 近场技术还存在污染问题。很难找到能在短波长(小于 200nm)条件下具有等离激元效应并且可以集成进光刻设备中的材料。材料问题也非常有挑战性。

7.3.2 光学非线性光刻

5.2 节介绍了利用光学材料的非线性与双重曝光实现密集线空图形成像, 工艺因子突破单次曝光极限值 $k_l=0.25$ 的方法。本节介绍利用光学非线性突破阿贝 - 瑞利分辨率极限的光学成像新方法。本书重点介绍基本光学现象, 有关材料、化学反应机制与实验研究的内容, 请参见本节和 7.4 节有关 3D 光刻的参考文献。

让我们从 5.2.1 节讨论过的双光子吸收(TPA)开始。采用高强度光照射材料, 会增加两个光子在同一位置同时被吸收的概率。两个光子叠加后的能量可触发(特定波长)单个光子无法触发的化学反应。TPA 材料的响应与曝光光强的二次方成正比。如后文所述, 材料的二次响应增强了光刻胶内光化学反应在横向和轴向的空间局域性。剂量低于某个阈值的光刻胶区域完全不受曝光的影响, 这是 TPA 工艺的另一个优点, 称为阈值特性。这种特性进一步增强了光刻胶化学调制的空间局域性, 并减少后续图像转移过程中的邻近效应。

大部分用于光刻的 TPA 材料都可以产生自由基，在入射光的作用下发生聚合。可实现的分辨率取决于对光聚合空间扩散的控制能力。参考文献 [98-100] 为双光子光刻技术综述，综述内容包括双光子光刻所涉及的光化学现象、材料和一些实验细节。对建模特别感兴趣的读者可以参考 Nitol Uppal^[101] 和 Temitope Onanuga^[63] 的博士学位论文。

图 7.24 比较了材料被高斯形光斑曝光时发生的线性（单光子吸收）和二次（双光子吸收）响应：

$$I(x, z) = I_0 \left[\frac{w_0}{w(z)} \right]^2 \exp \left[\frac{-2(x^2 + z^2)}{w^2(z)} \right] \quad (7.7)$$

其中，

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{\lambda \sqrt{x^2 + z^2}}{\pi w_0^2}}$$

式中， w_0 是光束的高斯宽度； λ 是光的波长。轴向坐标 z 为光束传播的方向，横向坐标 x 与 z 方向垂直。双光子吸收的二次响应在轴向和横向都表现出了更好的局域性。轴向分布可用于 3D 图形的激光直写^[102]（更深入的讨论请参见 7.4 节）。图 7.24 右侧的横截面图显示了束腰位置的光强横向分布。为了方便比较，图中利用光强最大值对数据进行了归一化。特征尺寸小于 100nm 时，双光子吸收光强分布截面的斜率（和 NILS）较大。双光子吸收表现出了更强的局域化能力。

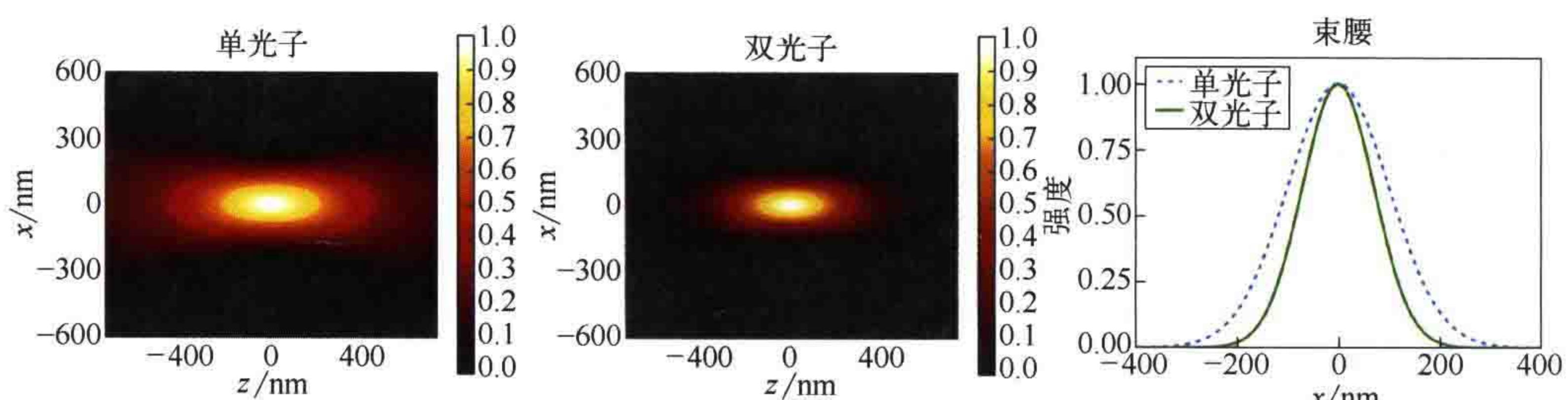


图 7.24 单光子和双光子吸收对高斯光斑的光学响应。左图和中图是线性（单光子）和二次（双光子）响应的 xz 横截面。右图是束腰 $z=0$ 处 x 方向截面对比图。参数： $\lambda=365\text{nm}$ ，高斯宽度 $w_0=200\text{nm}$

双光子吸收的二次响应对密集线空图形的制备有何影响？在 7.2.1 节所述的简单双光束干涉情况下：

$$I(x) = I_0 [1 + \cos(\tilde{\kappa}x)] \quad (7.8)$$

我们用新的变量 $\tilde{\kappa}$ 代替 $2\tilde{k}\sin\theta$ ，干涉图的二次响应可由下式描述：

$$I(x) = I_0^2 [1 + \cos(\tilde{\kappa}x)] = I_0^2 \left[\frac{3}{2} + 2\cos(\tilde{\kappa}x) + \frac{1}{2}\cos(2\tilde{\kappa}x) \right] \quad (7.9)$$

根据 Yablonovitch 和 Vrijen^[103] 的分析结果，我们将式 (7.9) 所描述的二次响应曲线与线性响应曲线相比较，如图 7.25 所示。二次响应在强度呈周期性分布的峰值周围表现出更好的局部性，但不会改变图形的周期。式 (7.9) 的右边包括三项：第一项是常数偏移量，如双光束干涉公式 [式 (7.8)] 所表述的空间频率为 $\tilde{\kappa}x$ 的项；第二项是倍频 $2\tilde{\kappa}x$ 项；第三项是实现“真正”分辨率增强的关键。但是，第二项（具有较低空间频率）的存在减弱了双光子吸收在小周期成像中的优势。

参考文献 [103] 讨论了消除式 (7.9) 中第二项的方法。将短脉冲激光与非线性四波混合介质相结合，以多种频率或波长略微失谐的光照明掩模。透镜中的光瞳滤波器将光瞳面不同位置处的频率成分分开，得到的强度分布，见式 (7.10)，如图 7.25 所示，空间频率翻倍或图形周期减半。

$$I(x) = I_0^2 \left[\frac{3}{2} + \frac{1}{2} \cos(2\tilde{\kappa}x) \right] \quad (7.10)$$

量子成像也利用了类似的效果，材料会吸收两个纠缠光子^[104]。尽管此类技术的第一性原理已得到实验验证^[105]，但仍需要在材料和技术方面进行很多改进，加深对其物理和化学过程的理解，才能投入实际应用。

双光子吸收等非线性光学效应需要较高的曝光强度。飞秒激光可以产生高强度峰值或辐照度的聚焦光束，足以触发各种材料中的非线性效应。如 7.4 节所述，这使得双光子吸收有可能应用于 3D 图形的直写光刻。但飞秒激光的曝光剂量无法满足投影光刻大面积曝光的需求。

Hell 和 Wichmann 提出了采用多波长曝光产生光学非线性的方法。这种方法采用的是 Stefan Hell 发明的受激发射损耗 (STED) 显微镜原理^[106]，可以得到较高的光学非线性度。他们将其应用在纳米尺度的亚分辨率成像^[107]。这类方法需要化学材料能够对两种曝光波长产生不同的响应。例如，利用一个波长进行曝光可以触发光聚合；用另一波长进行曝光可以抑制光聚合。

图 7.26 显示了利用这种技术实现无衍射极限图形刻写的方法。采用第一个波长的光形成具有高斯强度分布的激光光斑。采用另一个波长的光形成环形抑制光

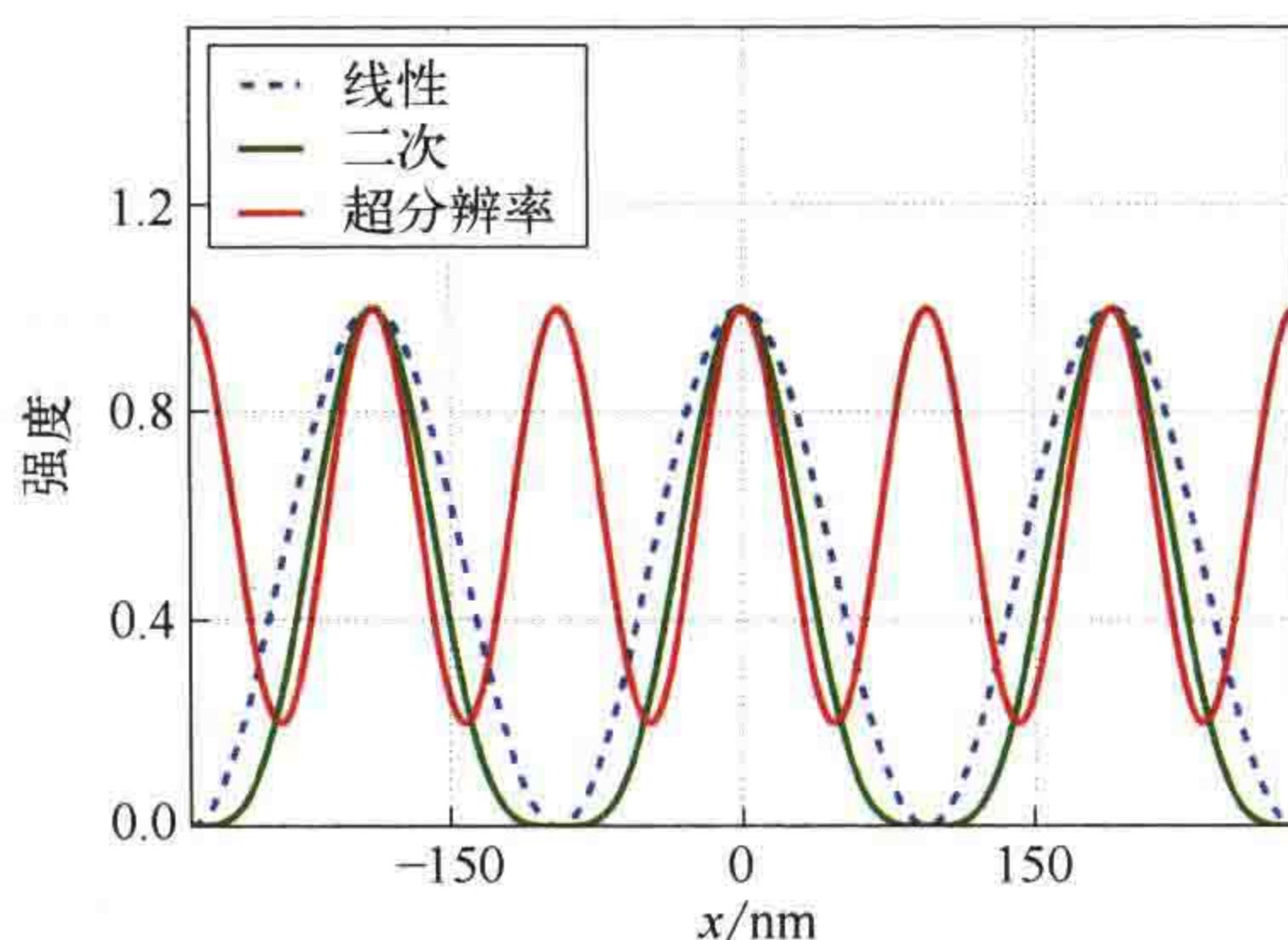


图 7.25 线性材料响应 [式 (7.8)]、简单二次材料响应 [式 (7.9)] 和纯二次材料响应或超分辨率 [式 (7.10)] 之间的比较图。双光束干涉曝光，图形周期为 189nm。为了方便对比，已经对强度进行了归一化

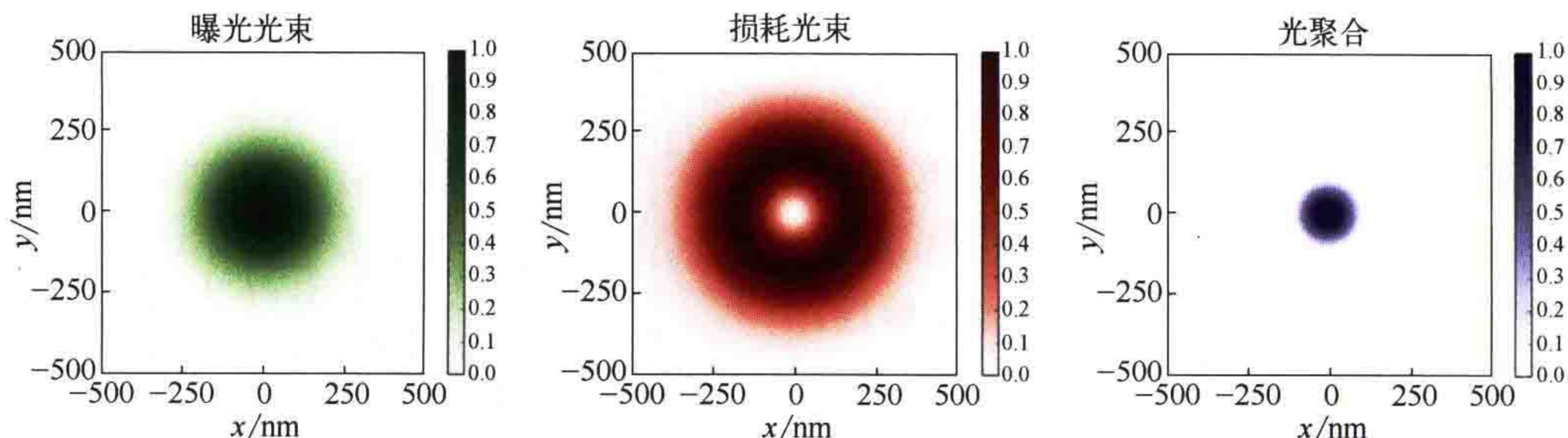


图 7.26 基于 STED 原理的光刻技术。高斯曝光光束和相应的聚合度（左），环形抑制光束和解聚度（中），以及两束光组合曝光实现的聚合水平（右）

束。将两者相结合，在负性光刻胶中形成微小的斑点图形。仅用高斯光束曝光会产生 300nm 直径的圆形区域，其光聚合度大于 0.2。中图所示的环形抑制光束将光聚合限制在更小的区域。事实上，可以通过改变曝光光束强度 I_{expose} 和抑制光束强度 I_{inhibit} 之比，来调节光聚合在空间上的扩展范围和最小特征尺寸 d_{\min} ：

$$d_{\min} = k_1 \frac{\lambda}{2 \text{NA} \sqrt{1 + \frac{I_{\text{inhibit}}}{I_{\text{expose}}}}} \quad (7.11)$$

式 (7.11) 表明理论上该技术的分辨率是无限的。只需增加抑制光束的强度，就可以使特征尺寸 d_{\min} 无限减小。实践中，材料质量会明显影响分辨率，尤其是材料成分的不均匀性、分子的大小以及化学物质的扩散等。Scott 等人^[108] 利用三乙二醇二甲基丙烯酸酯 (TEGDMA) 负性光刻胶进行实验，对基于 STED 的光刻技术进行了验证。采用波长为 473nm 的高斯光束初始化聚合反应。激光器为二极管泵浦固体激光器。采用高斯-拉盖尔全息图将波长为 364nm 的氩激光整形为环形抑制光束。受材料不均匀性的影响，最终实现的分辨率为 120nm。John Fourkas 团队采用类似的方法，利用 800nm 曝光波长实现了 40nm 分辨率^[109]。在 7.4 节“三维光学光刻”中将讨论 STED 光刻技术在其他方面的应用。

吸收度调制光刻 (AMOL) 是另一种利用多波长曝光产生光学非线性效应、实现亚分辨率成像的光刻方法。AMOL 使用光致变色层，该变色层在两个不同波长的入射光触发下能分别产生吸收和透明两种光致变色状态^[110-112]。图 7.27 所示为 AMOL 的原理图。基底膜层包含光致变色层，或称为吸收度调制层 (AML)，该层位于光刻胶顶部。曝光光束波长为 λ_{expose} ，限制光束波长为 λ_{confine} 。两种波长的光分别形成干涉图，曝光膜层。被更强的限制光束曝光的 AML 区域对曝光光束不透明。限制光束将图形转换为 AML 中吸收率的空间变化。用均匀或有空间调制的曝光光束与限制光束同时进行曝光，可将吸收度空间分布图转移到光刻胶内。

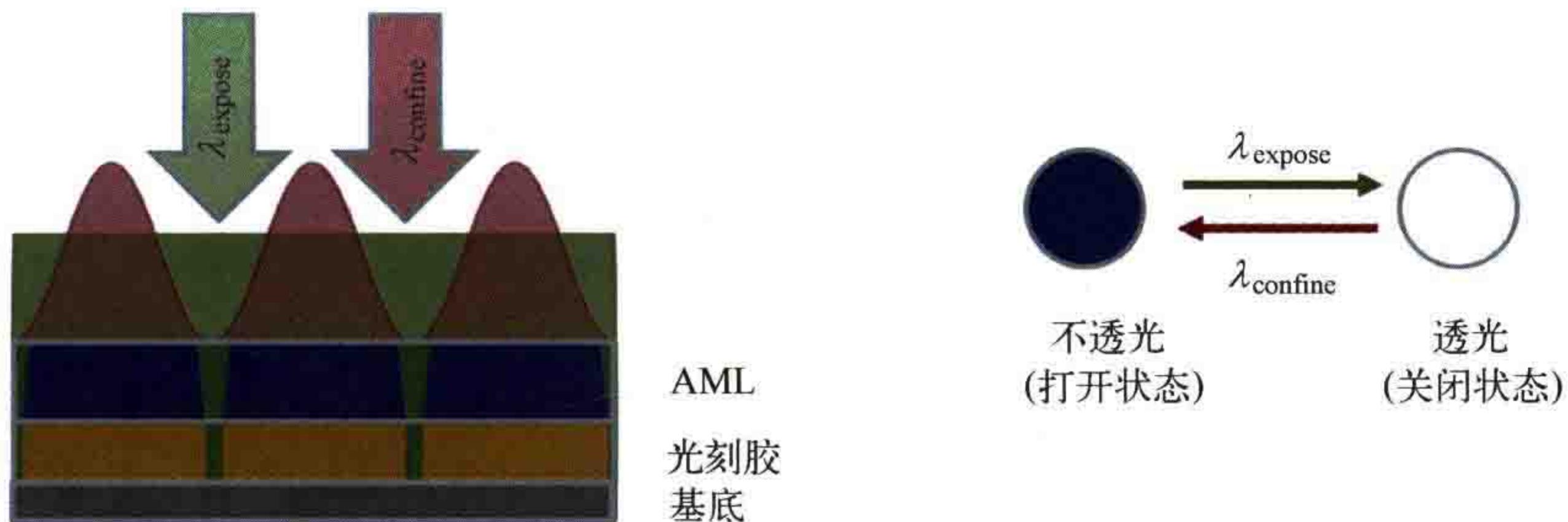


图 7.27 吸收度调制光学光刻 (AMOL)。曝光示意图 (左)，以及通过曝光波长 λ_{expose} 和限制光束 λ_{confine} 进行的异构状态转换的示意图 (右)。改编自参考文献 [111]

AMOL 与 5.2.3 节中讨论的可逆对比度增强层 (RCEL) 技术类似。但是，使用曝光光束和限制光束同时曝光能够更灵活地调节吸收率与特征尺寸。AMOL 与使用 RCEL 的光刻技术的缺点相同，都需要进行多次曝光才制作周期更小、密度更高的图形。AMOL 的实际应用受近场衍射效应的影响，其中光刻胶内携带有高频信息且快速衰减的倏逝波带来的影响更加明显。

更多有关双波长光刻的物理化学原理、多波长光刻、新型反应机制以及材料选择方面的内容，请参阅 John Fourkas 等人的文章^[113, 114]。

7.4 三维光学光刻

经过不断优化，光刻工艺已经可以制造二元光刻胶图形。如果采用的是正胶（正性光刻胶），曝光剂量超过一定阈值的区域会被移除，其余区域不会受曝光和工艺的影响。所以光刻工艺非常适用于半导体制造平面工艺。衍射光学元件、虚拟现实 / 增强现实 (VR/AR)、微机电系统 (MEMS)、智能表面、生物传感器、生物材料和片上实验室等微纳米技术的新型应用都需要制造更复杂的三维 (3D) 微纳图形。本节简要介绍利用光学光刻技术制作表面连续的形貌和三维微纳图形的技术和方法，包括各种专用曝光技术和可制造表面变化连续的三维形貌的光学投影成像技术。

7.4.1 灰度光刻

灰阶光刻或灰度光刻利用空间分布可变的曝光剂量在低对比度光刻胶上制作三维形貌。制作的三维形貌表面变化连续，如图 7.28 左图所示。箭头的长度表示局部曝光剂量的大小，决定了光刻胶剩余的高度。图 7.28 右侧的 SEM 图像为灰度光刻制作的锯齿型形貌图^[115]。这种光刻仅能够制造无底部内切的连续变化形貌，有时也被称为 2.5D 光刻。

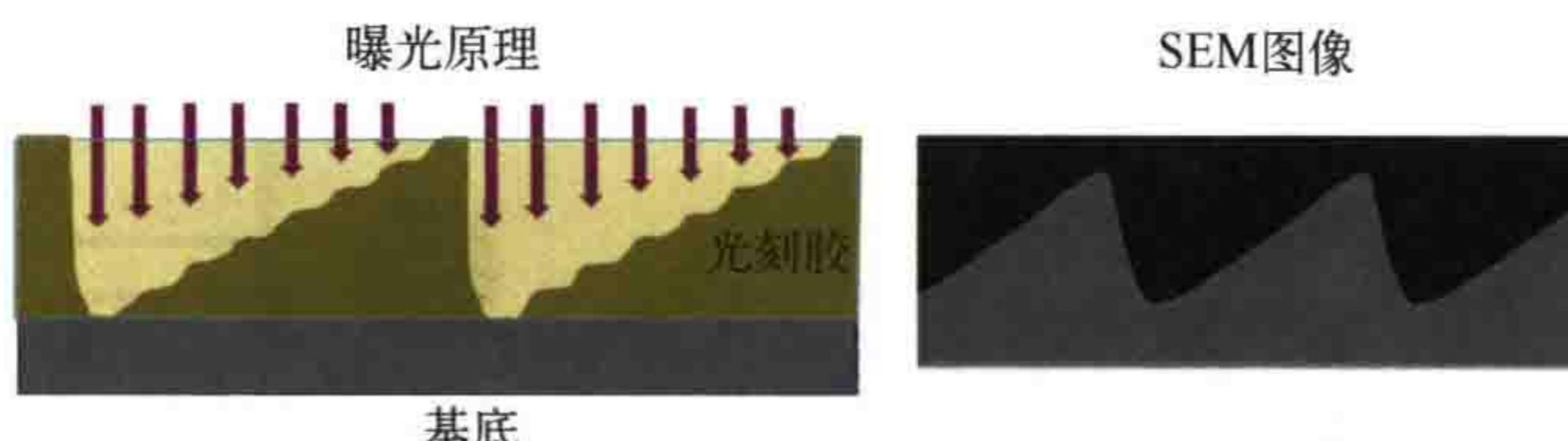


图 7.28 灰度光刻。常见曝光原理示意图 (左), 改编自参考文献 [116]。
实验制作的锯齿形貌的 SEM 图像 (右), 转载自参考文献 [115]

Bernhard Kley^[116] 回顾了早期光学光刻和电子束光刻实现可变剂量曝光的方法。在激光 (或电子束) 直写系统中, 可以比较容易地边扫描边调节曝光剂量。早在 1983 年, Gale 和 Knop^[117] 就已将激光直写技术用于制造微透镜阵列。利用改进后的激光光刻系统已可以在曲面上制作微透镜或闪耀光栅^[118]。如 7.2.2 节所述, 利用数字微镜阵列 (DMD) 或液晶显示 (LCD) 可以明显地提高 LDWL 系统的产率。这一点已在多个灰度光刻应用实例中得到验证^[119-122]。最先进激光灰度直写设备的波长为 405nm, 横向 (x, y) 分辨率为 300nm, 纵向 / 轴向 (z) 分辨率为 50nm^[123]。

虽然激光直写系统的产率已有所提高, 当产率要求比较高时, 采用投影光刻机对灰度掩模进行成像仍是更好的解决方案。但是投影光刻需要用到灰度掩模。而灰度掩模的制造难度很大, 而且非常昂贵。有些研究小组已经利用对高能束流敏感 (HEBS) 型玻璃开发了灰度掩模^[124-126]。还有的小组提出了硫系相变薄膜等灰度光刻材料, 可作为备选材料^[127]。

图 7.29 为像素化灰度掩模示意图, 可以利用标准的二元掩模材料实现准连续的透过率值。光经过掩模上的微细结构发生衍射, 投影物镜对衍射光进行空间频率滤波, 两者相结合实现了可变透射效应^[128]。对于尺寸小于光刻机分辨率极限的图形, 掩模的有效透过率取决于图形的尺寸和密度。光刻机的衍射受限投影物镜系统不能传递这些亚分辨率图形的细节。像素化掩模灰度光刻的垂向分辨率受到掩模制造水平和投影系统分辨率的限制。Mosher 等人^[129] 采用双曝光灰度光刻技术提高垂向分辨率 (与单次曝光相比), 该方法不会增大掩模制造的复杂度。参考文献 [129-131] 列举了几项像素化灰度掩模的应用实例。

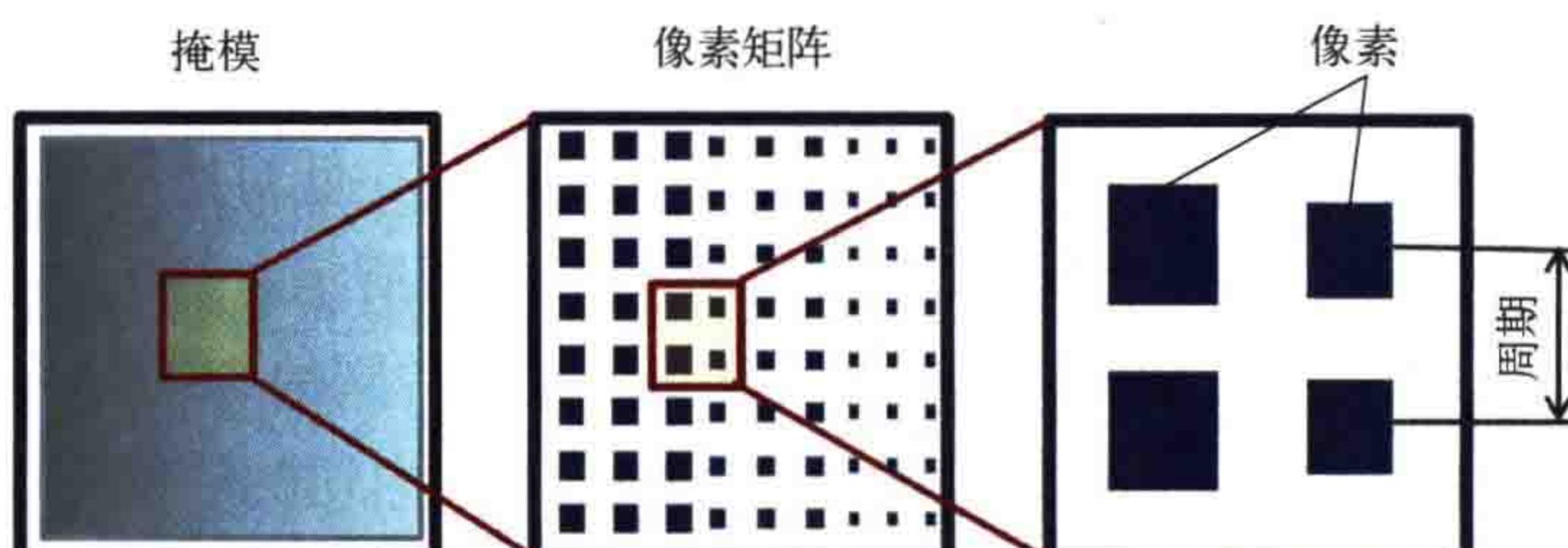


图 7.29 灰度掩模的俯视图。改编自参考文献 [129]

Tina Weichelt 等人^[132]提出了一种掩模位移技术，该技术可采用传统的二元掩模进行变剂量曝光。利用掩模对准曝光机进行多次曝光，结合掩模的横向移动，制作了高分辨率闪耀光栅。Harzendorf 等人^[133]通过理论与实验研究了像素化掩模在接近式曝光中的应用。他们的研究表明，将周期性像素化图形对光的衍射与泰伯效应相结合，可在不同距离处周期性地获得照明模式的像。利用这种方法可制造微光学元件。Fallica^[134]利用 EUV 光的泰伯效应制作了 3D 图形。

将曝光剂量转换为连续变化的光刻胶高度需要采用低对比度光刻胶。大多数灰度光刻都使用厚度较大的光刻胶，从几微米到数百微米不等。厚胶旋涂和曝光需要采用高黏度、低吸收率的光刻胶。对比度曲线法是量化评估光刻工艺特性的标准方法，如图 3.6 所示。测量出剩余光刻胶的厚度关于曝光剂量的变化关系曲线，利用该曲线确定获得目标光刻胶高度所需的曝光剂量^[121, 130, 135]。该方法对光刻胶材料、厚度及工艺条件的微小变化非常敏感，而且这种一维关系忽略了很多很重要的效应，例如，发生了局部漂白的光刻胶对光的衍射、化学组分横向扩散、光刻胶的横向显影等。显影后光刻胶的形变或收缩增大了光刻胶三维形貌与理想形貌的偏差。

研究人员针对上述问题提出了几种解决方案，已公开报道。Dillon 等人^[126]将 Dill 模型、增强型 Mack 模型等光刻胶模型应用于灰度光刻。Kaspar 等人^[136]研发了专门的测试图形，用于表征电子束光刻中的横向显影效应。Onanuga 等人^[115]将这些测试图形应用于灰度激光光刻，将测量数据与半经验模型结合起来，计算激光直写光刻工艺的三维点扩散函数。尽管这些方法可以在一定程度上解决上述问题，但为了将这种技术应用于三维微纳图形制造中，还需要提高对灰度光刻工艺仿真预测的准确度和有效性。

7.4.2 三维干涉光刻

7.2.1 节介绍了干涉光刻，其中的大部分方法都是采用两列平面波之间的干涉来产生一维光栅图形。当两列平面波从关于表面法线对称的两个方向照明光刻胶，干涉图不会随光刻胶的高度发生变化，焦深可以无限大。增加平面波的数量可以产生三维干涉图。图 7.30 为三维干涉光刻的原理示意和三维光刻胶结构仿真，以及将光刻胶结构用作高性能超薄超级电容器制造模板的方法。

三维干涉光刻适用于制作三维光子晶体和各种类型的超材料。可以通过调整干涉光束的方向、偏振、强度和数量调整图形的对称性和形状^[138]。Jang 等人^[139]和 Moon 等人^[140]的综述文章中列举了很多这方面的例子。这些综述文章讨论了光束几何结构、干涉图对称性、光刻工艺和各种类型光刻胶之间的关系。曝光装置复杂、图形坍塌、光刻胶收缩等问题限制了三维干涉光刻在实际中的应用范围^[141]。

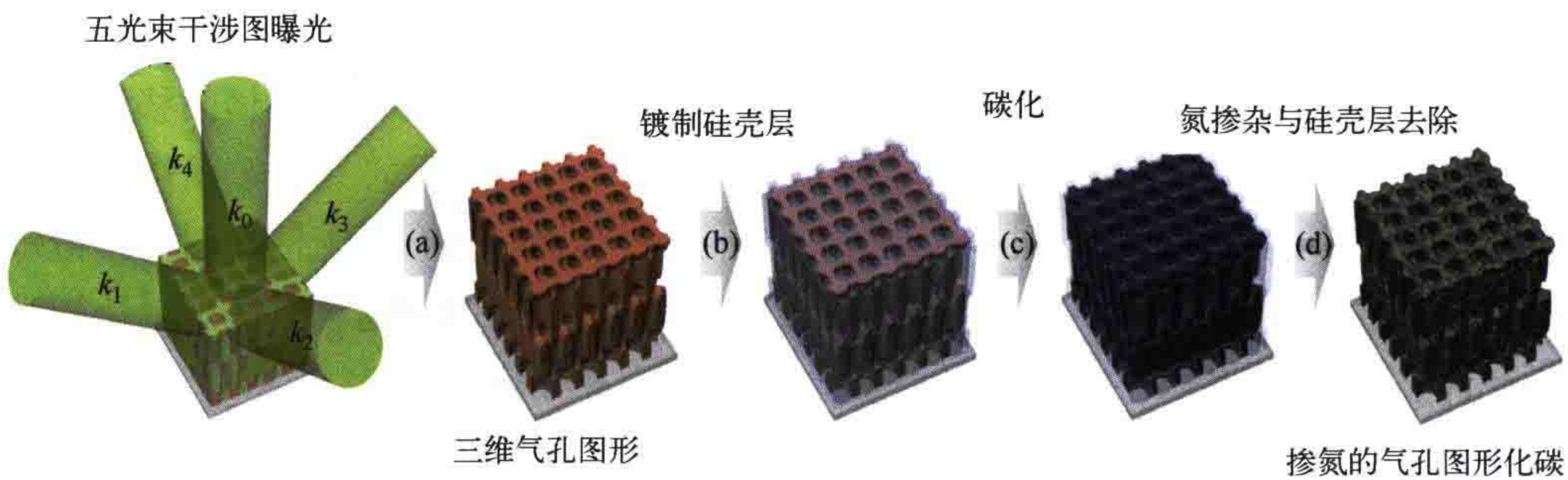


图 7.30 3D 干涉光刻。原理示意图 (左) 和光刻胶图形转移到功能材料中 (右)。

转载自参考文献 [137]。版权 2014, Springer Nature

7.4.3 立体光刻与 3D 微打印技术

灰度光刻 (7.4.1 节) 和 3D 干涉光刻 (7.4.2 节) 仅能够制造表面连续、无凸起 / 凹陷或周期性很强的图形。本节介绍可加工任意形状 3D 图形的光刻方法。立体光刻技术是一种快速成形技术^[142-144]。与其他 3D 曝光技术相比，该技术的分辨率更高，能够形成质量更高的表面^[145]，最近在组织工程支架^[146]、微流控设备^[147]和自由形式的微光学元件^[148]等方面得到应用。

立体光刻装置 (SLA) 的工作原理如图 7.31 左侧所示。SLA 从下往上逐层沉积液态光敏聚合物，沉积的同时对每层进行选择性曝光，使选定的区域发生聚合或者光固化。利用聚焦激光束扫描或者 DMD 投影^[146]的方法对各层进行曝光。每个薄层被曝光和固化的部分组成了所需的 3D 物体。采用专用的后处理工艺提高表面质量，获得所需的 3D 形状^[149, 150]。

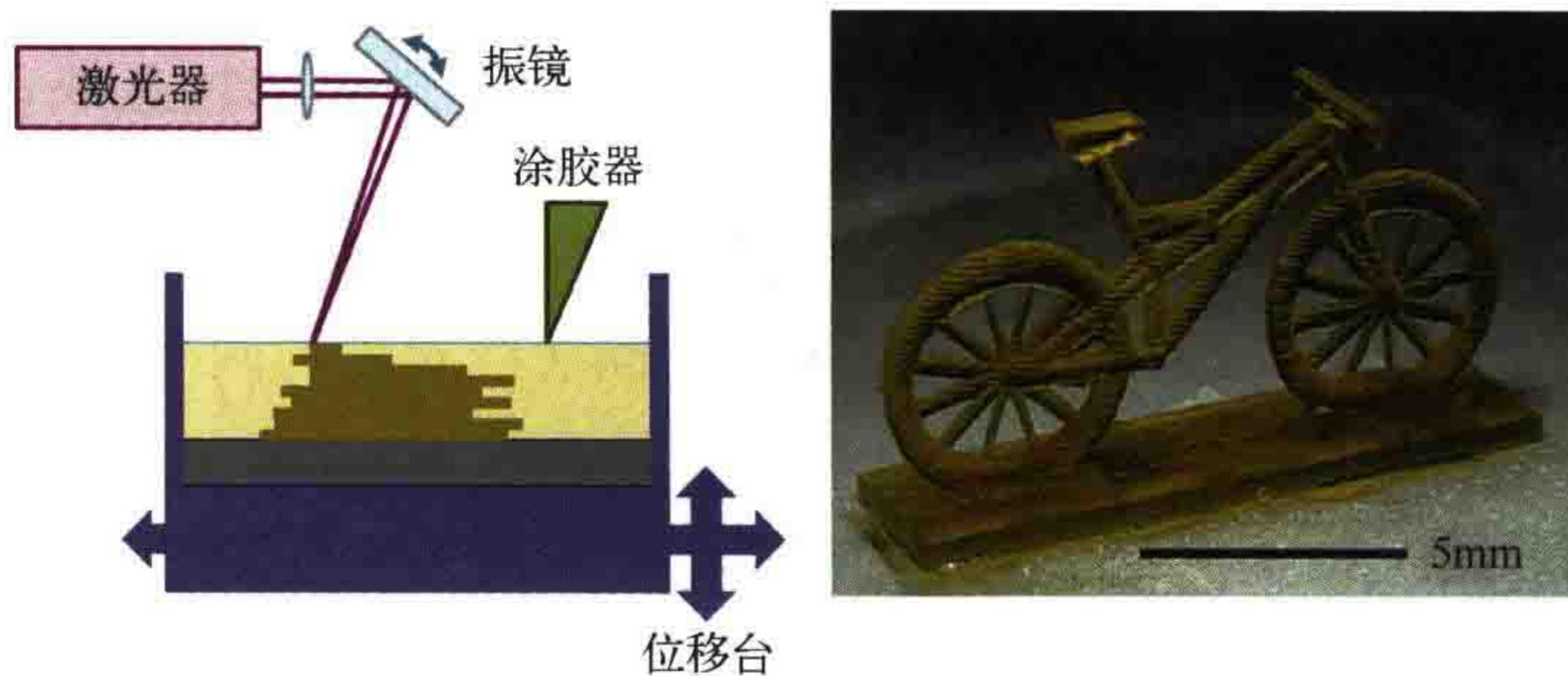


图 7.31 立体光刻。曝光原理示意图 (左)，改编自参考文献 [143]。实验室内加工的微型自行车 (右)，转载自参考文献 [147]。版权 2015, Springer Nature

传统立体光刻或 3D 微打印的垂向分辨率主要取决于光在聚合物中的穿透深度^[143]与各膜层厚度。后续沉积 / 曝光过程中的光会反复曝光已发生了光聚合反应的前序薄层，会导致最终形成的形状偏离目标形状。SLA 膜层的厚度取决于具体的

应用场景，可以在几十微米到几毫米之间变化。可以使用遮光剂来减弱光线的穿透能力。横向分辨率取决于曝光策略，可以达到几微米。

研发 SLA 的目的是对较大物体进行原型化设计，适用的尺寸范围为几毫米到几厘米。虽然如此，它也可以加工亚毫米尺寸的物体，并且分辨率可达几微米。该技术的分辨率极限不仅取决于衍射极限以及后续层之间的光学作用，还取决于聚合过程中自由基的扩散。此外，曝光会导致光敏聚合物的力学性能发生变化，使形变更加严重。应用于亚毫米级物体加工时，需要对 SLA 系统进行全面的表征和校准^[147]，而且要在分辨率与产率之间进行平衡^[148]。

双光子聚合（TPP）可以将 3D 微打印技术的应用范围扩展到 100nm 及更小尺寸^[100, 151-154]。7.3.2 节已经介绍了双光子吸收（TPA）分辨率高的特点。本书采用文献中常用的术语，使用 TPP 表示高分辨率 3D 曝光中的 TPA。

Kawata 等人最早提出了 TPP^[155]。图 7.32 左侧为基于 TPP 的 3D（亚）微打印原理示意图。聚焦激光束对负性光刻胶进行扫描曝光。入射光在焦点附近引发聚合反应，使光刻胶不能溶于显影液。焦点的三维扫描路径决定了显影后光刻胶的形状。

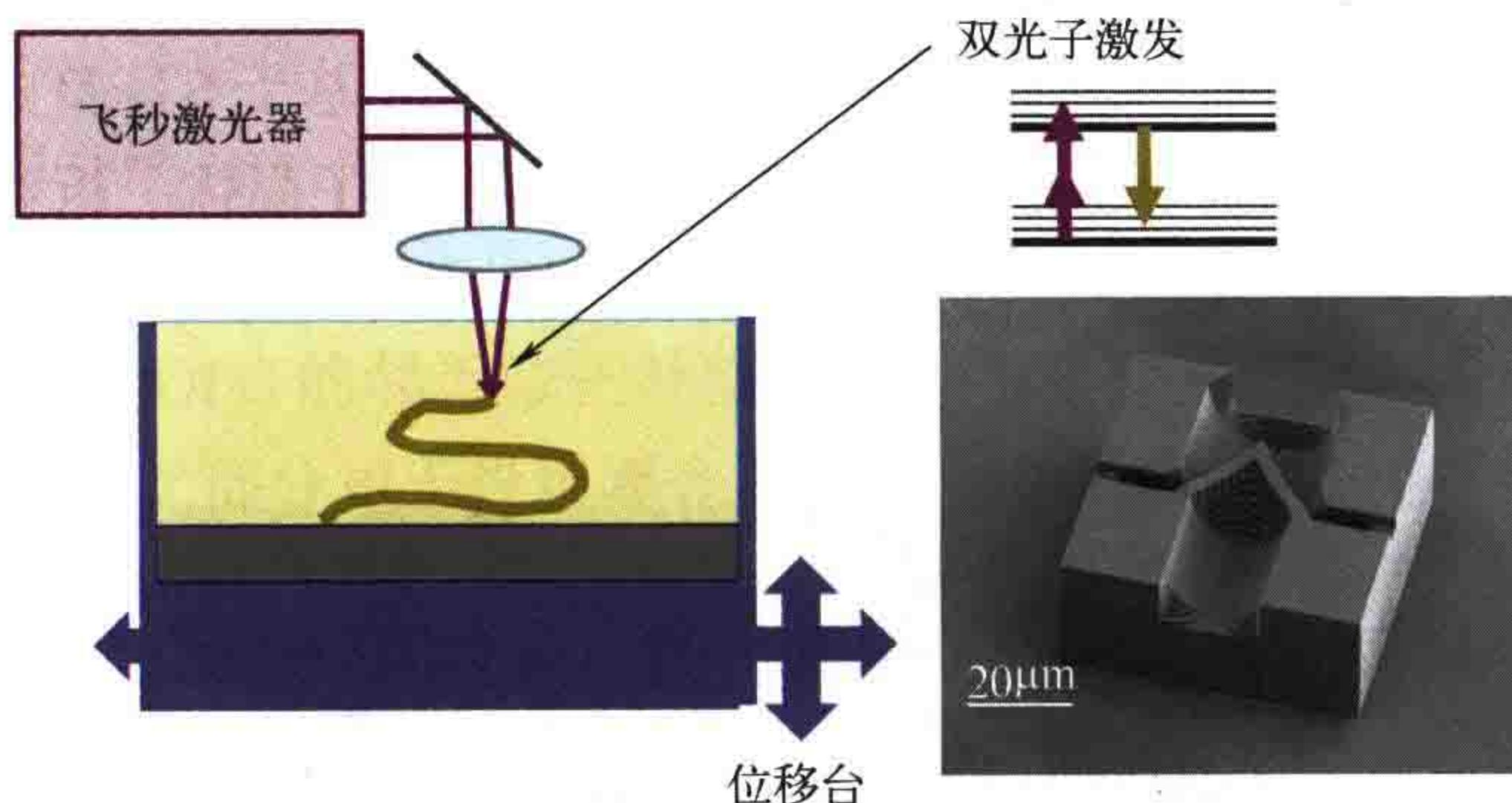


图 7.32 基于双光子聚合（TPP）的 3D 激光直写光刻（LDWL）。曝光原理示意图（左），TPA 的能级图（右上），以及由 Nanoscribe 公司的 Photonic Professional GT 系统打印的无堵塞微流控滤波器的 SEM 图像（右下）。SEM 图像中的白色比例尺为 20μm。不来梅大学微传感器、执行器和系统研究所（IMSAS）提供了设计；SEM 图像由 Nanoscribe GmbH 提供

与图 7.31 所示的标准立体光刻相比，基于 TPP 的微打印技术不需要逐层曝光。飞秒激光的波长很长，能够穿透光刻胶。由于二次响应具有局域化特性（如图 7.24 所示）与阈值特性，聚合反应仅发生在焦点区域（很小的体积内）。这种小体积或称为体素，是高分辨率 3D 激光直写的基本单元。利用小体素可以刻写复杂的 3D 光滑表面，但写入时间较长。体素较大时写入速度更快，但很容易导致形状偏离目标，刻制的表面也会比较粗糙。

TPP 对光斑的聚焦能力更强，可以实现非常高的空间分辨率。在最近发表的文献中，Michael Thiel 等人^[156]介绍了双光子灰度光刻技术与传统灰度技术相比所具备的优势。

体素的形状和大小取决于聚焦镜头的 NA、曝光剂量和光聚合反应的扩散程度。光瞳填充情况与光的偏振态决定了高 NA 镜头焦点处的光强分布。径向偏振光可增强光的空间聚合度^[157]。体素的尺寸一般随着曝光剂量的增大而增大。曝光不足时不能充分聚合，曝光过度时光敏聚合物会发生微爆。这两种现象使得可以使用的曝光剂量只能处在一定范围之内^[98]。光聚合反应的扩散取决于自由基、单体等化学组分的扩散，以及用于终止光聚合的化学反应。可以使用自由基猝灭剂来限制光聚合反应，获得更小的体素，但代价是需要增大曝光剂量^[158]。

7.3.2 节介绍过利用 STED 提高光刻分辨率的方法，用一个波长进行光激发的同时用另一个波长抑制光激发的范围，这样可以对体素进行塑形并缩小其尺寸。抑制或耗尽光束将（高斯）激发光束引发的聚合反应限制在小于经典衍射极限的范围内。Fischer 和 Wegener^[159]对 3D 光学激光光刻的耗尽机制进行了综述。图 7.33 为高斯激发模式（绿色）与不同耗尽模式（红色）的组合（仿真结果）。利用相位掩模产生这些耗尽模式。相位掩模上有不同的结构^[63, 159]。环形模式改善了光激发的横向分布，而“瓶子”模式限制了体素在轴向的扩展。基于 STED 的 3D 激光直写光刻技术的分辨率达到亚 100nm 量级，可应用于 3D 光子晶体、近红外 / 可见光隐身^[160, 161]等方面。然而，这项技术需要用到特殊的材料^[162]。扫描曝光过程中激发光束和耗尽光束的对准也是一大挑战。

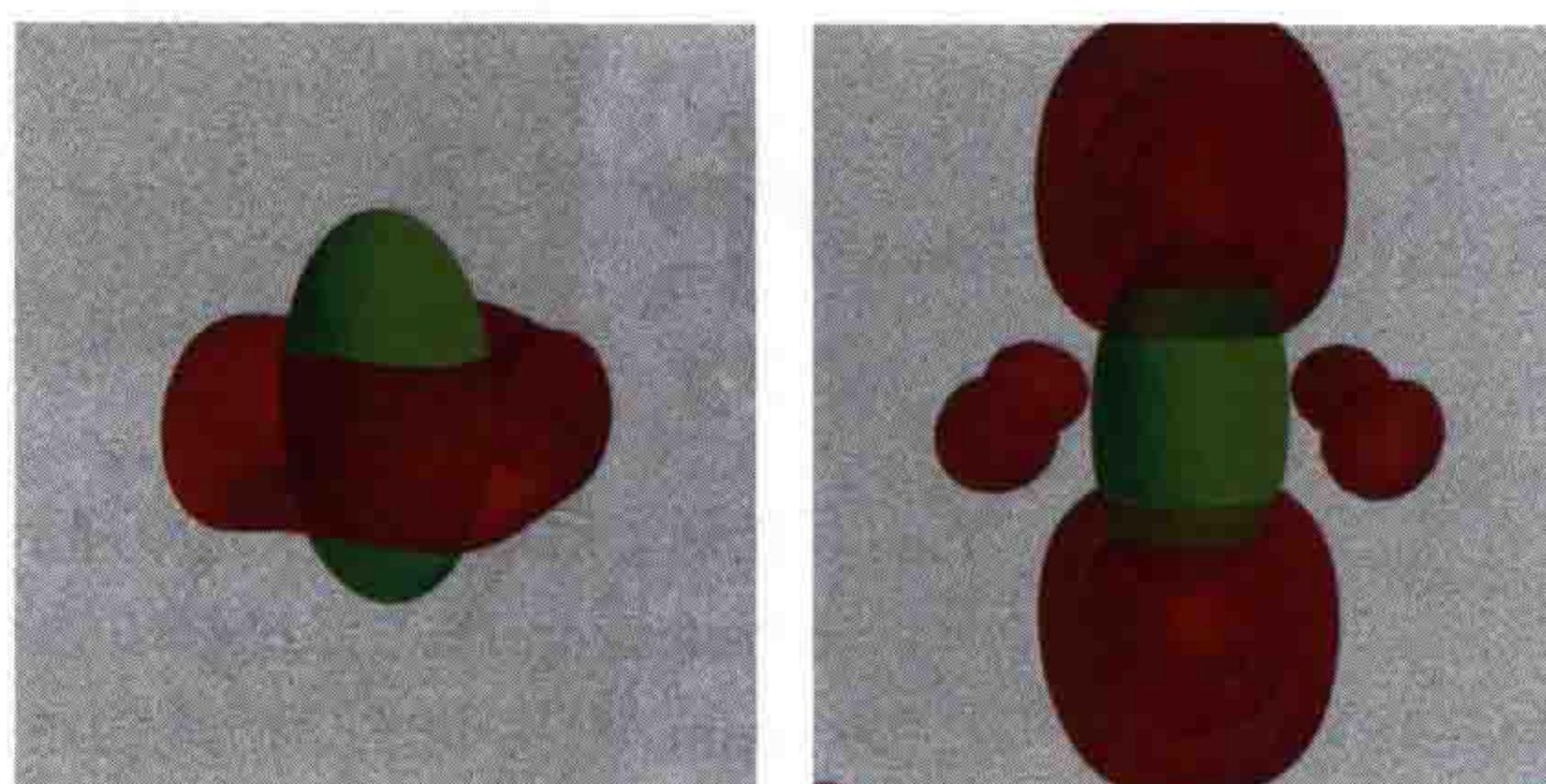


图 7.33 3D STED 光刻中模拟的高斯激发模式（绿色）与不同耗尽模式（红色）的组合。
环形模式（左）和瓶子模式（右）。转载自参考文献 [63]

基于 TPP 的微打印技术最常用的材料为丙烯酸光敏聚合物、负性 SU-8 光刻胶，以及有机 - 无机杂化 ORMOCEC（有机改性陶瓷）微纳加工光刻胶等。关于这些材料的光敏化和聚合反应机制的内容超出了本书的范围。感兴趣的读者可以参考 Malinauskas 等人^[98] 和 Farsari 等人^[163] 的文章。从这些文章中还可以找到可定制属性和功能的高级图形材料的信息。

7.5 关于无光光刻的几点建议

虽然本书主要介绍光学光刻与 EUV 光刻，但还有许多没有（直接）用到光的光刻技术也非常值得关注，其中就包括用于制造 DUV 和 EUV 光刻掩模的电子束光刻。电子束光刻也是一种非常重要的光刻技术。人们对其他形式的基于粒子的光刻技术也开展了研究，包括基于 X 射线、电子束、离子和原子等类型粒子的光刻技术，这些光刻技术也被认为是半导体制造的潜在下一代光刻技术。纳米压印与扫描探针等基于力学的微纳加工技术，为半导体制造领域之外的许多应用提供了经济高效的解决方案。关于这些非光学光刻方法的系统介绍超出了本书的范围。感兴趣的读者可以参考 Marty Feldman 的书^[164] 和一些综述文章^[165, 166]。

由于电子束光刻对于光刻掩模制造非常重要，并且与激光直写光刻相似，所以我们在本章的最后简要介绍电子束光刻。电子束光刻用一束或多束聚焦电子束扫描硅片。由于电子能量高且波长短，这种类型的光刻不受衍射的限制，分辨率可以达到几纳米。实际上，电子束光刻的分辨率主要取决于电子-电子相互作用（库仑力）和电子束元件的像差。像差限制了聚焦电子束最小光斑的尺寸。电子-电子之间的相互作用还决定了分辨率和产率之间的平衡状态。低束流可降低电子-电子之间的相互作用，减小电子束斑的大小，但会降低写入速度和产率。高能束流可提高写入速度和焦深，但会增大电子束斑尺寸。

光刻胶中的电子散射和硅片中次级电子的后向散射会影响电子束光刻的分辨率。可通过类似于 OPC 的邻近修正补偿电子的散射效应。由于电子是非相干的，电子束的邻近修正比部分相干投影曝光系统的 OPC 简单得多。另一方面，加热和负载效应会对电子束邻近修正产生明显影响。

电子束光刻的分辨率比激光直写（LDWL）的分辨率高，可用来制造所有高端 DUV 和 EUV 光刻掩模。经过不断优化，多电子束技术已广泛应用于高产能掩模刻写设备中^[167]。无掩模电子束光刻由于具备高灵活性和高分辨率的优点，在原型加工和许多纳米技术领域也应用广泛。但是，电子束光刻设备比激光直写设备的价格高。因为大多数电子不会停留在光刻胶中，所以电子束光刻也可能会损坏光刻胶下层的材料。

7.6 总结

接近式光刻技术将掩模在菲涅耳衍射区内的阴影曝光到硅片上。这种技术的分辨率受到邻近间距和衍射效应（菲涅耳、近场）的影响。现今，接近式曝光仍然被用于半导体制造的后端工艺，以及特殊 MEMS 或微型光学元件的制造。通过减小

波长、应用类似于投影光刻中的分辨率增强技术可提高分辨率，这方面的研究仍在进行中。

干涉光刻技术的基本原理是两列或多列（平面）波之间的干涉，可以用相对简单的装置加工（大面积）周期性图形，且具有相对更高的分辨率，常被用来表征光刻胶材料。多光束干涉，以及干涉光刻与干涉辅助光刻等其他光刻方法的组合，可以作为一些特殊应用的光刻解决方案。

激光直写光刻（LDWL）利用单个或多个聚焦激光束扫描光刻胶，不需要掩模或昂贵的光学元件。但是与投影设备相比，激光直写的扫描过程降低了产率。激光直写光刻的分辨率比电子束直写光刻低，只有几百纳米。高度的灵活性和适中的成本使得 LDWL 对有中等分辨率自定义图形的加工以及研究开发工作非常有吸引力。DMD 和 LCD 性能的持续提升为光学无掩模光刻的发展提供了新机会。

近场技术和光学非线性技术的分辨率可达到亚 100nm 量级，而且不受衍射极限的限制。但是，现有技术还很难精准地控制曝光光束的几何形状与（光学）材料的性质。

灰度光刻技术和双光子聚合技术可用于微纳米结构的 3D 打印，可为一些现有应用和新兴应用提供新型微纳加工手段。这种方法未来是否能够取得成功，还取决于光结构材料的研发进展。光结构材料需要具备合适的力学、光学和电学性质。

参 考 文 献

- [1] B. J. Lin, “Electromagnetic near-field diffraction of a medium slit,” *J. Opt. Soc. Am.* **62**(8), 976–981, 1972.
- [2] W. Henke, M. Weiss, R. Schwalm, and J. Pelka, “Simulation of proximity printing,” *Microelectron. Eng.* **10**, 127–152, 1990.
- [3] B. Meliorisz and A. Erdmann, “Simulation of mask proximity printing,” *J. Micro/Nanolithogr. MEMS MOEMS* **6**(2), 23006, 2007.
- [4] R. Voelkel, U. Vogler, A. Bramati, and W. Noell, “Micro-optics and lithography simulation are key enabling technologies for shadow printing lithography in mask aligners,” *Adv. Opt. Technol.* **4**, 63–69, 2015.
- [5] M. K. Yapici and I. Farhat, “UV LED lithography with digitally tunable exposure dose,” *J. Micro/Nanolithogr. MEMS MOEMS* **13**(4), 43004, 2014.
- [6] S. Partel, S. Zoppel, P. Hudek, A. Bich, U. Vogler, M. Hornung, and R. Voelkel, “Contact and proximity lithography using 193nm excimer laser in mask aligner,” *Microelectron. Eng.* **87**, 936–939, 2010.
- [7] R. Voelkel, U. Vogler, A. Bramati, A. Erdmann, N. Uenal, U. Hofmann, M. Hennemeyer, R. Zoberbier, D. Nguyen, and

- J. Brugger, "Lithographic process window optimization for mask aligner proximity lithography," *Proc. SPIE* **9052**, 90520G, 2014.
- [8] R. Voelkel, "Wafer-scale micro-optics fabrication," *Adv. Opt. Technol.* **1**, 135–150, 2012.
- [9] L. Stuerzebecher, F. Fuchs, U. D. Zeitner, and A. Tuennemann, "High-resolution proximity lithography for nano-optical components," *Microelectron. Eng.* **132**, 120–134, 2015.
- [10] R. Voelkel, U. Vogler, and A. Bramati, "Advanced mask aligner lithography (AMALITH)," in *Proc. SPIE* **9426**, 422–430, 2015.
- [11] J. P. Silverman, "X-ray lithography: Status, challenges, and outlook for 0.13 mm," *J. Vac. Sci. Technol. B* **15**, 2117, 1997.
- [12] F. Cerrina, "X-ray imaging: Applications to patterning and lithography," *J. Phys. D: Appl. Phys.* **33**(12), R103, 2000.
- [13] J. Z. Y. Guo and F. Cerrina, "Modeling x-ray proximity lithography," *IBM J. Res. Dev.* **37**(3), 331–349, 1993.
- [14] L. Stuerzebecher, T. Harzendorf, U. Vogler, U. D. Zeitner, and R. Voelkel, "Advanced mask aligner lithography: Fabrication of periodic patterns using pinhole array mask and Talbot effect," *Opt. Express* **18**, 19485–19494, 2010.
- [15] R. Voelkel, U. Vogler, A. Bramati, M. Hennemeyer, R. Zoberbier, A. Voigt, G. Grützner, N. Ünal, and U. Hofmann, "Advanced mask aligner lithography (AMALITH) for thick photoresist," *Microsyst. Technol.* **20**(10), 1839–1842, 2014.
- [16] T. Weichelt, U. Vogler, L. Stuerzebecher, R. Voelkel, and U. D. Zeitner, "Resolution enhancement for advanced mask aligner lithography using phase-shifting photomasks," *Opt. Express* **22**(13), 16310–16321, 2014.
- [17] A. Vetter, *Resolution Enhancement in Mask Aligner Photolithography*. PhD thesis, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2019.
- [18] R. Voelkel, U. Vogler, A. Bramati, T. Weichelt, L. Stuerzebecher, U. D. Zeitner, K. Motzek, A. Erdmann, M. Hornung, and R. Zoberbier, "Advanced mask aligner lithography (AMALITH)," *Proc. SPIE* **8326**, 83261Y, 2012.
- [19] J. Wen, Y. Zhang, and M. Xiao, "The Talbot effect: Recent advances in classical optics, nonlinear optics, and quantum optics," *Adv. Opt. Photon.* **5**(1), 83–130, 2013.
- [20] A. Isoyan, F. Jiang, Y. C. Cheng, F. Cerrina, P. Wachulak, L. Urbanski, J. Rocca, C. Menoni, and M. Marconi, "Talbot lithography: Self-imaging of complex structures," *J. Vac. Sci. Technol. B* **27**, 2931, 2009.
- [21] B. W. Smith, "Design and analysis of a compact EUV interferometric lithography system," *J. Micro/Nanolithogr. MEMS MOEMS* **8**(2), 21207, 2009.
- [22] S. Danylyuk, P. Loosen, K. Bergmann, H.-s. Kim, and L. Juschkin, "Scalability limits of Talbot lithography with plasma-based extreme

- ultraviolet sources,” *J. Micro/Nanolithogr. MEMS MOEMS* **12**(3), 33002, 2013.
- [23] W. Li and M. C. Marconi, “Extreme ultraviolet Talbot interference lithography,” *Opt. Express* **23**, 25532–25538, 2015.
- [24] H. Solak, C. Dais, and F. Clube, “Displacement Talbot lithography: A new method for high-resolution patterning of large areas,” *Opt. Express* **19**, 10686, 2011.
- [25] C. Dais, F. Clube, L. Wang, and H. H. Solak, “High rotational symmetry photonic structures fabricated with multiple exposure displacement Talbot lithography,” *Microelectron. Eng.* **177**, 9–12, 2017.
- [26] T. Sato, A. Yamada, and T. Suto, “Focus tolerance influenced by source size in Talbot lithography,” *Adv. Opt. Technol.* **4**, 333–338, 2015.
- [27] S. Brose, J. Tempeler, S. Danylyuk, P. Loosen, and L. Juschkin, “Achromatic Talbot lithography with partially coherent extreme ultraviolet radiation: Process window analysis,” *J. Micro/Nanolithogr. MEMS MOEMS* **15**(4), 43502, 2016.
- [28] P. J. P. Chausse, E. D. L. Boulbar, S. D. Lis, and P. A. Shields, “Understanding resolution limit of displacement Talbot lithography,” *Opt. Express* **27**(5), 5918–5930, 2019.
- [29] F. S. M. Clube, S. Gray, D. Struchen, J.-C. Tisserand, S. Malfoy, and Y. Darbellay, “Holographic microlithography,” *Opt. Eng.* **34**(9), 2724–2730, 1995.
- [30] S. Buehling, F. Wyrowski, E.-B. Kley, T. J. Nellissen, L. Wang, and M. Dirkzwager, “High-resolution proximity printing by wave-optically designed complex transmission masks,” *Proc. SPIE* **4404**, 221–230, 2001.
- [31] G. A. Cirino, R. D. Mansano, P. Verdonck, L. Cescato, and L. G. Neto, “Diffractive phase-shift lithography photomask operating in proximity printing mode,” *Opt. Express* **18**(16), 16387–16405, 2010.
- [32] K. Motzek, A. Bich, A. Erdmann, M. Hornung, M. Hennemeyer, B. Meliorisz, U. Hofmann, N. Uenal, R. Voelkel, S. Partel, and P. Hudek, “Optimization of illumination pupils and mask structures for proximity printing,” *Microelectron. Eng.* **87**, 1164–1167, 2010.
- [33] L. Stuerzebecher, F. Fuchs, T. Harzendorf, and U. D. Zeitner, “Pulse compression grating fabrication by diffractive proximity photolithography,” *Opt. Lett.* **39**, 1042, 2014.
- [34] Y. Bourgin, T. Siefke, T. Käsebier, P. Genevee, A. Szeghalmi, E.-B. Kley, and U. D. Zeitner, “Double-sided structured mask for sub-micron resolution proximity i-line mask-aligner lithography,” *Opt. Express* **23**, 16628–16637, 2015.
- [35] T. Weichelt, L. Stuerzebecher, and U. D. Zeitner, “Optimized lithography process for through-silicon vias-fabrication using a double-sided (structured) photomask for mask aligner lithography,” *J. Micro/Nanolithogr. MEMS MOEMS* **14**(3), 34501, 2015.

- [36] G. Kunkemüller, T. W. W. Maß, A.-K. U. Michel, H.-S. Kim, S. Brose, S. Danylyuk, T. Taubner, and L. Juschkin, “Extreme ultraviolet proximity lithography for fast, flexible and parallel fabrication of infrared antennas,” *Opt. Express* **23**, 25487–25495, 2015.
- [37] S. R. J. Brueck, “Optical and interferometric lithography: Nanotechnology enablers,” *Proc. IEEE* **93**(10), 1704–1721, 2005.
- [38] C. Lu and R. H. Lipson, “Interference lithography: A powerful tool for fabricating periodic structures,” *Laser & Photonics Reviews* **4**(4), 568–580, 2010.
- [39] C. G. Chen, *Beam Alignment and Image Metrology for Scanning Beam Interference Lithography: Fabricating Gratings with Nanometer Phase Accuracy*. PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology, 2003.
- [40] D. Xia, Z. Ku, S. C. Lee, and S. R. J. Brueck, “Nanostructures and functional materials fabricated by interferometric lithography,” *Adv. Mater.* **23**, 147–179, 2011.
- [41] S. H. Zaidi and S. R. J. Brueck, “Multiple-exposure interferometric lithography,” *J. Vac. Sci. Technol. B* **11**(3), 658–666, 1993.
- [42] A. Langner, B. Päivänranta, B. Terhalle, and Y. Ekinci, “Fabrication of quasiperiodic nanostructures with EUV interference lithography,” *Nanotechnology* **23**(10), 105303, 2012.
- [43] M. Vala and J. Homola, “Multiple beam interference lithography: a tool for rapid fabrication of plasmonic arrays of arbitrary shaped nanomotifs,” *Opt. Express* **24**(14), 15656–15665, 2016.
- [44] Y. Ekinci, Paul Scherrer Institut, private communication.
- [45] M. Fritze, T. M. Bloomstein, B. Tyrrell, T. H. Fedynyshyn, N. N. Efremow, D. E. Hardy, S. Cann, D. Lennon, S. Spector, M. Rothschild, and P. Brooker, “Hybrid optical maskless lithography: Scaling beyond the 45nm node,” *J. Vac. Sci. Technol. B* **23**(6), 2743–2748, 2005.
- [46] R. T. Greenway, R. Hendel, K. Jeong, A. B. Kahng, J. S. Petersen, Z. Rao, and M. C. Smayling, “Interference assisted lithography for patterning of 1D gridded design,” *Proc. SPIE* **7274**, 72712U, 2009.
- [47] Y. Borodovsky, “Lithography 2009: Overview of opportunities,” in *SemiCon West*, 2009.
- [48] M. C. Smayling, K. Tsujita, H. Yaegashi, V. Axelrad, T. Arai, K. Oyama, and A. Hara, “Sub-12-nm optical lithography with 4x pitch division and SMO-lite,” *Proc. SPIE* **8683**, 868305, 2013.
- [49] G. M. Burrow and T. K. Gaylord, “Parametric constraints in multi-beam interference,” *J. Micro/Nanolithogr. MEMS MOEMS* **11**(4), 43004, 2012.
- [50] D. Lombardo, P. Shah, and A. Sarangan, “Single step fabrication of nano scale optical devices using binary contact mask deep UV interference lithography,” *Opt. Express* **27**(16), 22917–22922, 2019.
- [51] V. Auzelyte, C. Dai, P. Farquet, D. Grützmacher, L. L. Heyermann, F.

- Luo, S. Olliges, C. Padeste, P. K. Sahoo, T. Thomson, A. Turchanin, C. David, and H. H. Solak, “Extreme ultraviolet interference lithography at the Paul Scherrer Institut,” *J. Micro/Nanolithogr. MEMS MOEMS* **8**(2), 21204, 2009.
- [52] R. Gronheid and M. J. Leeson, “Extreme ultraviolet interference lithography as applied to photoresist studies,” *J. Micro/Nanolithogr. MEMS MOEMS* **8**(2), 21205–21210, 2009.
- [53] T. Y. M. Chan, O. Toader, and S. John, “Photonic band gap templating using optical interference lithography,” *Phys. Rev. E* **71**(4), 46605, 2005.
- [54] C. Zanke, A. Gombert, A. Erdmann, and M. Weiss, “Fine tuned profile simulation of holographically exposed photoresist gratings,” *Opt. Commun.* **154**, 109, 1998.
- [55] B. Bläsi, N. Tucher, O. Höhn, V. Kübler, T. Kroyer, C. Wellens, and H. Hauser, “Large area patterning using interference and nanoimprint lithography,” *Proc. SPIE* **9888**, 80–88, 2016.
- [56] E. L. Hedberg-Dirk and U. A. Martinez, “Large-scale protein arrays generated with interferometric lithography for spatial control of cell-material interactions,” *J. Nanomater.* **2010**, 176750, 2010.
- [57] M. Malinauskas, A. Zukauskas, V. Purlys, A. Gaidukeviciute, Z. Balevicius, A. Piskarskas, C. Fotakis, S. Pissadakis, D. Gray, R. Gadonas, M. Vamvakaki, and M. Farsari, “3D microoptical elements formed in a photostructurable germanium silicate by direct laser writing,” *Opt. Lasers Eng.* **50**, 1785–1788, 2012.
- [58] M. Beresna, M. Gecevicius, and P. G. Kazansky, “Ultrafast laser direct writing and nanostructuring in transparent materials,” *Adv. Opt. Photonics* **6**, 293–339, 2014.
- [59] K. Sugioka and Y. Cheng, “Femtosecond laser three-dimensional micro- and nanofabrication,” *Appl. Phys. Rev.* **1**, 41303, 2014.
- [60] P. A. Warkentin and J. A. Schoeffel, “Scanning laser technology applied to high speed reticle writing,” *Proc. SPIE* **0633**, 286–291, 1986.
- [61] H. Ulrich, R. W. Wijnaendts-van Resandt, C. Rensch, and W. Ehrensperger, “Direct writing laser lithography for production of microstructures,” *Microelectron. Eng.* **6**(1), 77–84, 1987.
- [62] C. Rensch, S. Hell, M. v. Schickfus, and S. Hunklinger, “Laser scanner for direct writing lithography,” *Appl. Opt.* **28**, 3754, 1989.
- [63] T. Onanuga, *Process Modeling of Two-Photon and Grayscale Laser Direct-Write Lithography*. PhD thesis, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2019.
- [64] M. G. Ivan, J.-B. Vaney, D. Verhaart, and E. R. Meinders, “Direct laser write (DLW) as a versatile tool in manufacturing templates for imprint lithography on flexible substrates,” *Proc. SPIE* **7271**, 72711S, 2009.
- [65] M. L. Rieger, J. A. Schoeffel, and P. A. Warkentin, “Image quality enhancements for raster scan lithography,” *Proc. SPIE* **0922**, 55–65, 1988.

- [66] E. J. Hansotte, E. C. Carignan, and W. D. Meisburger, "High speed maskless lithography of printed circuit boards using digital micro-mirrors," *Proc. SPIE* **7932**, 793207–793214, 2011.
- [67] C. A. Mack, "Theoretical analysis of the potential for maskless lithography," *Proc. SPIE* **4691**, 98–106, 2002.
- [68] J. Paufler, S. Brunn, T. Koerner, and F. Kuehling, "Continuous image writer with improved critical dimension performance for high-accuracy maskless optical patterning," *Microelectron. Eng.* **57-58**, 31–40, 2001.
- [69] T. Sandstrom, P. Askebjer, J. Sallander, R. Zerne, and A. Karawajczyk, "Pattern generation with SLM imaging," *Proc. SPIE* **4562**, 38, 2001.
- [70] K. F. Chan, Z. Feng, R. Yang, A. Ishikawa, and W. Mei, "High-resolution maskless lithography," *J. Micro/Nanolithogr. MEMS MOEMS* **2**(4), 331–339, 2003.
- [71] R. Menon, A. Patel, D. Gil, and H. I. Smith, "Maskless lithography," *Materials Today* **8**, 26–33, 2005.
- [72] H. Martinsson, T. Sandstrom, A. Bleeker, and J. D. Hintersteiner, "Current status of optical maskless lithography," *J. Micro/Nanolithogr. MEMS MOEMS* **4**(1), 11003–11015, 2005.
- [73] M. Rahlves, C. Kelb, M. Rezem, S. Schlangen, K. Boroz, D. Gödeke, M. Ihme, and B. Roth, "Digital mirror devices and liquid crystal displays in maskless lithography for fabrication of polymer-based holographic structures," *J. Micro/Nanolithogr. MEMS MOEMS* **14**(4), 41302, 2015.
- [74] T. Sandstrom, A. Bleeker, J. D. Hintersteiner, K. Troost, J. Freyer, and K. van der Mast, "OML: Optical maskless lithography for economic design prototyping and small-volume production," *Proc. SPIE* **5377**, 777, 2004.
- [75] K. C. Johnson, "Nodal line-scanning method for maskless optical lithography," *Appl. Opt.* **53**, J7–J18, 2014.
- [76] Y. Chen, "Nanofabrication by electron beam lithography and its applications: a review," *Microelectron. Eng.* **135**, 57–72, 2015.
- [77] S. Diez, "The next generation of maskless lithography," *Proc. SPIE* **9761**, 976102–976111, 2016.
- [78] H. C. Hamaker, G. E. Valentin, J. Martyniuk, B. G. Martinez, M. Pochkowski, and L. D. Hodgson, "Improved critical dimension control in 0.8-NA laser reticle writers," *Proc. SPIE* **3873**, 49–63, 1999.
- [79] A. Erdmann, C. L. Henderson, and C. G. Willson, "The impact of exposure induced refractive index changes of photoresists on the photolithographic process," *J. Appl. Phys.* **89**, 8163, 2001.
- [80] R. J. Blaikie, D. O. S. Melville, and M. M. Alkaisi, "Super-resolution near-field lithography using planar silver lenses: A review of recent developments," *Microelectron. Eng.* **83**, 723–729, 2006.
- [81] T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio, and P. A. Wolff, "Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole

- arrays," *Nature* **391**, 667, 1998.
- [82] A. V. Zayats, I. I. Smolyaninov, and A. A. Maradudin, "Nano-optics of surface plasmon polaritons," *Phys. Rep.* **408**, 131–314, 2005.
- [83] L. Bourke and R. J. Blaikie, "Herpin effective media resonant underlayers and resonant overlayer designs for ultra-high NA interference lithography," *J. Opt. Soc. Am. A* **34**(12), 2243–2249, 2017.
- [84] B. W. Smith, Y. Fan, J. Zhou, N. Lafferty, and A. Estroff, "Evanescent wave imaging in optical lithography," *Proc. SPIE* **6154**, 61540A, 2006.
- [85] P. Mehrotra, C. A. Mack, and R. J. Blaikie, "A solid immersion interference lithography system for imaging ultra-high numerical apertures with high-aspect ratios in photoresist using resonant enhancement from effective gain media," *Proc. SPIE* **8326**, 83260Z, 2012.
- [86] M. N. Polyanskiy, "Refractive index database." <https://refractiveindex.info>.
- [87] W. Srituravanich, L. Pan, Y. Wang, C. Sun, D. B. Bogy, and X. Zhang, "Flying plasmonic lens in the near field for high-speed nanolithography," *Nat. Nanotechnol.* **3**, 733–737, 2008.
- [88] P. G. Kik, S. A. Maier, and H. A. Atwater, "Plasmon printing - a new approach to near-field lithography," *MRS Proceedings* **705**, 2002.
- [89] B. S. Luk'yanchuk, R. Paniagua-Domínguez, I. Minin, O. Minin, and Z. Wang, "Refractive index less than two: Photonic nanojets yesterday, today and tomorrow," *Opt. Mater. Express* **7**(6), 1820–1847, 2017.
- [90] Z. Pan, Y. F. Yu, V. Valuckas, S. L. K. Yap, G. G. Vienne, and A. I. Kuznetsov, "Plasmonic nanoparticle lithography: Fast resist-free laser technique for large-scale sub-50 nm hole array fabrication," *Appl. Phys. Lett.* **112**(22), 223101, 2018.
- [91] V. G. Veselago, "The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of epsilon and mu," *Phys.-Uspekhi.* **10**, 509–514, 1968.
- [92] J. B. Pendry, "Negative refraction makes a perfect lens," *Phys Rev Lett.* **85**, 3966, 2000.
- [93] J. B. Pendry and D. R. Smith, "The quest for the superlens," *Scientific American* **295**(1), 60, 2006.
- [94] M. Paulus, B. Michel, and O. J. F. Martin, "Near-field distribution in light-coupling masks for contact lithography," *J. Vac. Sci. Technol. B* **17**, 3314–3317, 1999.
- [95] C. Girard and E. Dujardin, "Near-field optical properties of top-down and bottom-up nanostructures," *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **8**, S73, 2006.
- [96] P. Xie and B. W. Smith, "Scanning interference evanescent wave lithography for sub-22-nm generations," *J. Micro/Nanolithogr. MEMS MOEMS* **12**(1), 13011, 2013.
- [97] L. Liu, X. Zhang, Z. Zhao, M. Pu, P. Gao, Y. Luo, J. Jin, C. Wang, and X. Luo, "Batch fabrication of metasurface holograms enabled by plasmonic cavity lithography," *Adv. Opt. Mater.* **5**(21), 1700429, 2017.

- [98] M. Malinauskas, A. Zukauskas, G. Bickauskaite, R. Gadonas, and S. Juodkazis, “Mechanisms of three-dimensional structuring of photo-polymer by tightly focussed femtosecond laser pulses,” *Opt. Express* **18**, 10209–10221, 2010.
- [99] J. B. Mueller, J. Fischer, F. Mayer, M. Kadic, and M. Wegener, “Polymerization kinetics in three-dimensional direct laser writing,” *Adv. Mater.* **26**, 6566–6571, 2014.
- [100] X. Zhou, Y. Hou, and J. Lin, “A review on the processing accuracy of two-photon polymerization,” *AIP Adv.* **5**(3), 30701, 2015.
- [101] N. Uppal, *Mathematical Modeling and Sensitivity Analysis of Two Photon Polymerization for 3D Micro/Nano Lithography*. PhD thesis, University of Texas at Arlington, 2008.
- [102] H. B. Sun and S. Kawata, “Two-photon laser precision microfabrication and its applications to micro-nano devices and systems,” *J. Light. Technol.* **21**, 624–633, 2003.
- [103] E. Yablonovitch and R. B. Vrijen, “Optical projection lithography at half the Rayleigh resolution limit by two-photon exposure,” *Opt. Eng.* **38**(2), 334, 1999.
- [104] M. D’Angelo, M. V. Chekhova, and Y. H. Shih, “Two-photon diffraction and quantum lithography,” *Phys. Rev. Lett.* **87**, 013602, 2001.
- [105] E. Pavel, G. Prodan, V. Marinescu, and R. Trusca, “Recent advances in 3- to 10-nm quantum optical lithography,” *J. Micro/Nanolithogr. MEMS MOEMS* **18**(2), 1–3, 2019.
- [106] S. W. Hell and J. Wichmann, “Breaking the diffraction resolution limit by stimulated emission: stimulated-emission-depletion fluorescence microscopy,” *Opt. Lett.* **19**(11), 780–782, 1994.
- [107] S. W. Hell, “Strategy for far field optical imaging and writing without diffraction limit,” *Phys. Lett. A* **326**, 140–145, 2004.
- [108] T. F. Scott, T. A. Kowalski, A. C. Sullivan, C. N. Bowman, and R. R. McLeod, “Two-color single-photon photoinitiation and photoinhibition for subdiffraction photolithography,” *Science* **324**, 913, 2009.
- [109] L. Li, R. R. Gattas, E. Gershgoren, H. Hwang, and J. T. Fourkas, “Achieving $\lambda/20$ resolution by one color initiation and deactivation of polymerization,” *Science* **324**, 910, 2009.
- [110] T. L. Andrew, H. Y. Tsai, and R. Menon, “Confining light to deep subwavelength dimensions to enable optical nanopatterning,” *Science* **324**, 917, 2009.
- [111] A. Majumder, P. L. Helms, T. L. Andrew, and R. Menon, “A comprehensive simulation model of the performance of photochromic films in absorbance-modulation-optical-lithography,” *AIP Adv.* **6**(3), 35210, 2016.
- [112] A. Majumder, L. Bourke, T. L. Andrew, and R. Menon, “Superresolution

- optical nanopatterning at low light intensities using a quantum yield-matched photochrome," *OSA Continuum* **2**(5), 1754–1761, 2019.
- [113] J. T. Fourkas and J. S. Petersen, "2-colour photolithography," *Phys. Chem. Chem. Phys.* **16**, 8731–8750, 2014.
- [114] J. T. Fourkas and Z. Tomova, "Multicolor, visible-light nanolithography," *Proc. SPIE* **9426**, 94260C, 2015.
- [115] T. Onanuga, C. Kaspar, H. Sailer, and A. Erdmann, "Accurate determination of 3D PSF and resist effects in grayscale laser lithography," *Proc. SPIE* **10775**, 60–66, 2018.
- [116] E.-B. Kley, "Continuous profile writing by electron and optical lithography," *Microelectron. Eng.* **34**, 261–298, 1997.
- [117] M. T. Gale and K. Knop, "The fabrication of fine lens arrays by laser beam writing," *Proc. SPIE* **0398**, 347–353, 1983.
- [118] D. Radtke and U. D. Zeitner, "Laser-lithography on non-planar surfaces," *Opt. Express* **15**(3), 1167–1174, 2007.
- [119] Z. Cui, J. Du, and Y. Guo, "Overview of greyscale photolithography for microoptical elements fabrication," *Proc. SPIE* **4984**, 111, 2003.
- [120] J. H. Lake, S. D. Cambron, K. M. Walsh, and S. McNamara, "Maskless grayscale lithography using a positive-tone photodefinable polyimide for MEMS applications," *J. Microelectromech. Syst.* **20**(6), 1483–1488, 2011.
- [121] J. Loomis, D. Ratnayake, C. McKenna, and K. M. Walsh, "Grayscale lithography - automated mask generation for complex three-dimensional topography," *J. Micro/Nanolithogr. MEMS MOEMS* **15**(1), 13511, 2016.
- [122] H.-C. Eckstein, U. D. Zeitner, R. Leitel, M. Stumpf, P. Schleicher, A. Bräuer, and A. Tünnermann, "High dynamic grayscale lithography with an LED-based micro-image stepper," *Proc. SPIE* **9780**, 97800T, 2016.
- [123] A. Grushina, "Direct-write grayscale lithography," *Adv. Opt. Technol.* **8**, 163–169, 2019.
- [124] W. Daschner, R. D. Stein, P. Long, C. Wu, and S. H. Lee, "One-step lithography for mass production of multilevel diffractive optical elements using high-energy beam sensitive (HEBS) gray-level mask," *Proc. SPIE* **2689**, 153–155, 1996.
- [125] J. D. Rogers, A. H. O. Kärkkäinen, T. Tkaczyk, J. T. Rantala, and M. R. Descour, "Realization of refractive microoptics through grayscale lithographic patterning of photosensitive hybrid glass," *Opt. Express* **12**(7), 1294–1303, 2004.
- [126] T. Dillon, M. Zablocki, J. Murakowski, and D. Prather, "Processing and modeling optimization for grayscale lithography," *Proc. SPIE* **6923**, 69233B, 2008.
- [127] R. Wang, J. Wei, and Y. Fan, "Chalcogenide phase-change thin

- films used as grayscale photolithography materials,” *Opt. Express* **22**, 4973–4984, 2014.
- [128] W. Henke, W. Hoppe, H.-J. Quenzer, P. Staudt-Fischbach, and B. Wagner, “Simulation and process design of gray-tone lithography for the fabrication of arbitrarily shaped surfaces,” *Jpn. J. Appl. Phys.* **33**, 6809–6815, 1994.
- [129] L. Mosher, C. M. Waits, B. Morgan, and R. Ghodssi, “Double-exposure grayscale photolithography,” *J. Microelectromech. Syst.* **18**(2), 308–315, 2009.
- [130] M. Heller, D. Kaiser, M. Stegemann, G. Holfeld, N. Morgana, J. Schneider, and D. Sarlette, “Grayscale lithography: 3D structuring and thickness control,” *Proc. SPIE* **8683**, 868310, 2013.
- [131] J. Schneider, D. Kaiser, N. Morgana, M. Heller, and H. Feick, “Revival of grayscale technique in power semiconductor processing under low-cost manufacturing constraints,” *Proc. SPIE* **10775**, 107750W, 2018.
- [132] T. Weichelt, R. Kinder, and U. D. Zeitner, “Photomask displacement technology for continuous profile generation by mask aligner lithography,” *J. Opt.* **18**(12), 125401, 2016.
- [133] T. Harzendorf, L. Stuerzebecher, U. Vogler, U. D. Zeitner, and R. Voelkel, “Half-tone proximity lithography,” *Proc. SPIE* **7716**, 77160Y, 2010.
- [134] R. Fallica, “Beyond grayscale lithography: Inherently three-dimensional patterning by Talbot effect,” *Adv. Opt. Technol.* **8**, 233–240, 2019.
- [135] F. Lima, I. Khazi, U. Mescheder, A. C. Tungal, and U. Muthiah, “Fabrication of 3D microstructures using grayscale lithography,” *Adv. Opt. Technol.* **8**, 181–193, 2019.
- [136] C. Kaspar, J. Butschke, M. Irmscher, S. Martens, and J. N. Burghartz, “A new approach to determine development model parameters by employing the isotropy of the development process,” *Microelectron. Eng.* **176**, 79–83, 2017.
- [137] D.-Y. Kang and J. H. Moon, “Lithographically defined three-dimensional pore-patterned carbon with nitrogen doping for high-performance ultrathin supercapacitor applications,” *Sci. Rep.* **4**, 5392, 2014.
- [138] R. C. Rumpf and E. G. Johnson, “Fully three-dimensional modeling of the fabrication and behavior of photonic crystals formed by holographic lithography,” *J. Opt. Soc. Am. A* **21**, 1703–1713, 2004.
- [139] J. H. Jang, C. K. Ullal, M. Maldovan, T. Gorishnyy, S. Kooi, C. Y. Koh, and E. L. Thomas, “3D micro- and nanostructures via interference lithography,” *Adv. Funct. Mater.* **17**, 3027–3041, 2007.
- [140] J. H. Moon, J. Ford, and S. Yang, “Fabricating three-dimensional

- polymeric photonic structures by multi-beam interference lithography," *Polym. Adv. Technol.* **17**(2), 83–93, 2006.
- [141] S. M. Kamali, E. Arbabi, H. Kwon, and A. Faraon, "Metasurface-generated complex 3-dimensional optical fields for interference lithography," *Proc. Natl. Acad. Sci.* **116**(43), 21379–21384, 2019.
- [142] H. Kodama, "Automatic method for fabricating a three-dimensional plastic model with photo-hardening polymer," *Rev. Sci. Instrum.* **52**(11), 1770–1773, 1981.
- [143] A. Bertsch and P. Renaud, "Microstereolithography," in *Three-Dimensional Microfabrication Using Two-Photon Polymerization*, T. Baldacchini, Ed., Elsevier, 2016.
- [144] M. Shusteff, A. E. M. Browar, B. E. Kelly, J. Henriksson, T. H. Weisgraber, R. M. Panas, N. X. Fang, and C. M. Spadaccini, "One-step volumetric additive manufacturing of complex polymer structures," *Science Advances* **3**(12), 2017.
- [145] B. Bhushan and M. Caspers, "An overview of additive manufacturing (3D printing) for microfabrication," *Microsyst. Technol.* **23**, 1117–1124, 2017.
- [146] K. C. Hribar, P. Soman, J. Warner, P. Chung, and S. Chen, "Light-assisted direct-write of 3D functional biomaterials," *Lab Chip* **14**(2), 268–275, 2014.
- [147] M. P. Lee, G. J. T. Cooper, T. Hinkley, G. M. Gibson, M. J. Padgett, and L. Cronin, "Development of a 3D printer using scanning projection stereolithography," *Sci. Rep.* **5**, 9875, 2015.
- [148] X. Chen, W. Liu, B. Dong, J. Lee, H. O. T. Ware, H. F. Zhang, and C. Sun, "High-speed 3D printing of millimeter-size customized aspheric imaging lenses with sub 7 nm surface roughness," *Adv. Mater.* **30**(18), 1705683, 2018.
- [149] H.-C. Kim and S.-H. Lee, "Reduction of post-processing for stereolithography systems by fabrication-direction optimization," *Comput. Aided Des.* **37**(7), 711–725, 2005.
- [150] G. D. Berglund and T. S. Tkaczyk, "Fabrication of optical components using a consumer-grade lithographic printer," *Opt. Express* **27**(21), 30405–30420, 2019.
- [151] Z. Sekkat and S. Kawata, "Laser nanofabrication in photoresists and azopolymers," *Laser & Photonics Reviews* **8**(1), 1–26, 2014.
- [152] J. K. Hohmann, M. Renner, E. H. Waller, and G. von Freymann, "Three-dimensional printing: An enabling technology," *Adv. Opt. Mater.* **3**(11), 1488–1507, 2015.
- [153] M. Mao, J. He, X. Li, B. Zhang, Q. Lei, Y. Liu, and D. Li, "The emerging frontiers and applications of high-resolution 3D printing," *Micromachines* **8**(4), 113, 2017.
- [154] L. Jonušauskas, D. Gailevičius, S. Rekštyte, T. Baldacchini,

- S. Juodkazis, and M. Malinauskas, “Mesoscale laser 3D printing,” *Opt. Express* **27**(11), 15205–15221, 2019.
- [155] S. Kawata, H.-B. Sun, T. Tanaka, and K. Takada, “Finer features for functional microdevices,” *Nature* **412**, 697–698, 2001.
- [156] M. Thiel, Y. Tanguy, N. Lindenmann, A. Tungal, R. Reiner, M. Blaicher, J. Hoffmann, T. Sauter, F. Niesler, T. Gissibl, and A. Radke, “Two-photon grayscale lithography,” in the conference on Laser 3D Manufacturing VII, B. Gu and H. Chen, Chairs, SPIE Photonics West LASE Symposium, 2020.
- [157] S. Quabis, R. Dorn, M. Eberler, O. Glöckl, and G. Leuchs, “Focusing light to a tighter spot,” *Opt. Commun.* **179**, 1, 2000.
- [158] K. Takada, H.-B. Sun, and S. Kawata, “Improved spatial resolution and surface roughness in photopolymerization-based laser nanowriting,” *Appl. Phys. Lett.* **86**(7), 071122, 2005.
- [159] J. Fischer and M. Wegener, “Three-dimensional optical laser lithography beyond the diffraction limit,” *Laser Photonics Rev.* **7**, 22–44, 2012.
- [160] M. Thiel, J. Fischer, G. von Freymann, and M. Wegener, “Direct laser writing of three-dimensional submicron structures using a continuous-wave laser at 532 nm,” *Appl. Phys. Lett.* **97**, 221102, 2010.
- [161] J. Fischer, T. Ergin, and M. Wegener, “Three-dimensional polarization-independent visible-frequency carpet invisibility cloak,” *Opt. Lett.* **36**(11), 2059–2061, 2011.
- [162] J. Fischer, G. von Freymann, and M. Wegener, “The materials challenge in diffraction-unlimited direct-laser-writing optical lithography,” *Adv. Mater.* **22**, 3578–3582, 2010.
- [163] M. Farsari, M. Vamvakaki, and B. N. Chichkov, “Multiphoton polymerization of hybrid materials,” *J. Opt.* **12**(12), 124001, 2010.
- [164] M. Feldman, *Nanolithography: The Art of Fabricating Nanoelectronic and Nanophotonic Devices and Systems*, Woodhead Publishing, Cambridge, 2013.
- [165] F. Pease and S. Y. Chou, “Lithography and other patterning techniques for future electronics,” *Proc. IEEE* **96**, 248, 2008.
- [166] T. Michels and I. W. Rangelow, “Review on scanning probe micromachining and its applications within nanoscience,” *Microelectron. Eng.* **126**, 191–203, 2014.
- [167] E. Platzgummer, C. Klein, and H. Loeschner, “Electron multi-beam technology for mask and wafer writing at 0.1nm address grid,” *Proc. SPIE* **8680**, 15–26, 2013.

光刻投影系统：进阶主题

第 2 章在几种简化条件下讨论了理想投影成像系统的成像。投影光学系统被简化为衍射受限系统，仅考虑系统孔径对光束传播的限制，忽略光学像差、随机散射光或杂散光等物理因素；掩模和硅片分别位于理想物面和像面；照明系统被简化为带宽无限小的单色光理想照明系统，忽略所有偏振效应；将电磁场和系统的传递函数视为标量。本章将讨论实际投影系统中的各种物理效应，这些投影系统不满足第 2 章给出的简化条件。

首先讨论实际投影系统的光学波前。采用泽尼克多项式波前描述方法定量分析相关现象。本章将研究球差、像散和彗差等泽尼克波像差对典型掩模图形光刻成像的影响。8.2 节简要介绍杂散光或随机散射光。8.3 节介绍高 NA 投影系统中的各种偏振效应，将重点讨论偏振在成像中的作用以及薄膜干涉效应。本章最后一节简要讨论机械振动和准分子激光器的带宽引起的成像模糊效应。

8.1 实际投影系统中的波像差

如第 2 章所述，理想衍射受限投影系统将物面上一点发出的发散球面波转换为向像面会聚的球面波（见图 2.5）。 $P(f_x, f_y)$ 表示波前从投影物镜入瞳至出瞳的传播。在数值孔径 NA 之外光瞳函数的值为零。在 NA 内部，光瞳函数的值取决于多个因素。光瞳函数的相位决定了通过光瞳不同位置的光之间的光程差。这种光程差源于设计、材料均匀性、制造和装配方面的不足。后文介绍针对这些问题的数学处理方法，并讨论它们导致的像差效应。光瞳透过率均匀性与切趾效应对高保真度成像也越来越重要。

8.1.1 泽尼克多项式描述方法

弗里茨·泽尼克提出了描述投影系统相位的数学方法^[1]。泽尼克多项式利用在单位圆上正交的一系列项来描述波前。利用前几项可将投影系统波前表示为

$$W(\rho, \omega) = Z_1 + Z_2 \rho \cos \omega + Z_3 \rho \sin \omega + Z_4 (2\rho^2 - 1) + \dots \quad (8.1)$$

式中，采用了极坐标 $\rho = \lambda \sqrt{f_x^2 + f_y^2}$ 和 $\omega = \arctan(f_y / f_x)$ 表示光瞳内的位置；系数 Z_i 的值决定了物镜的真实波前。对于给定波前，投影物镜的光瞳函数可表示为：

$$P(f_x, f_y) = \begin{cases} \exp[i2\pi W(\rho, \omega)], & \rho \leqslant \text{NA} \\ 0, & \text{其他} \end{cases} \quad (8.2)$$

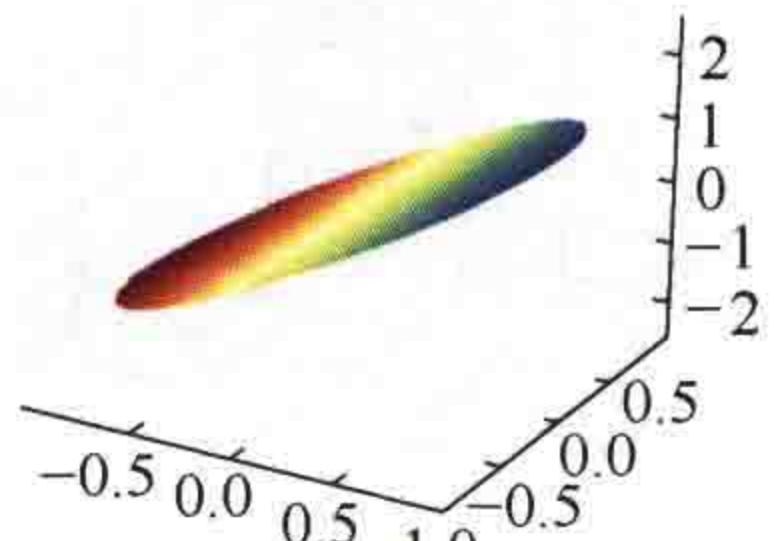
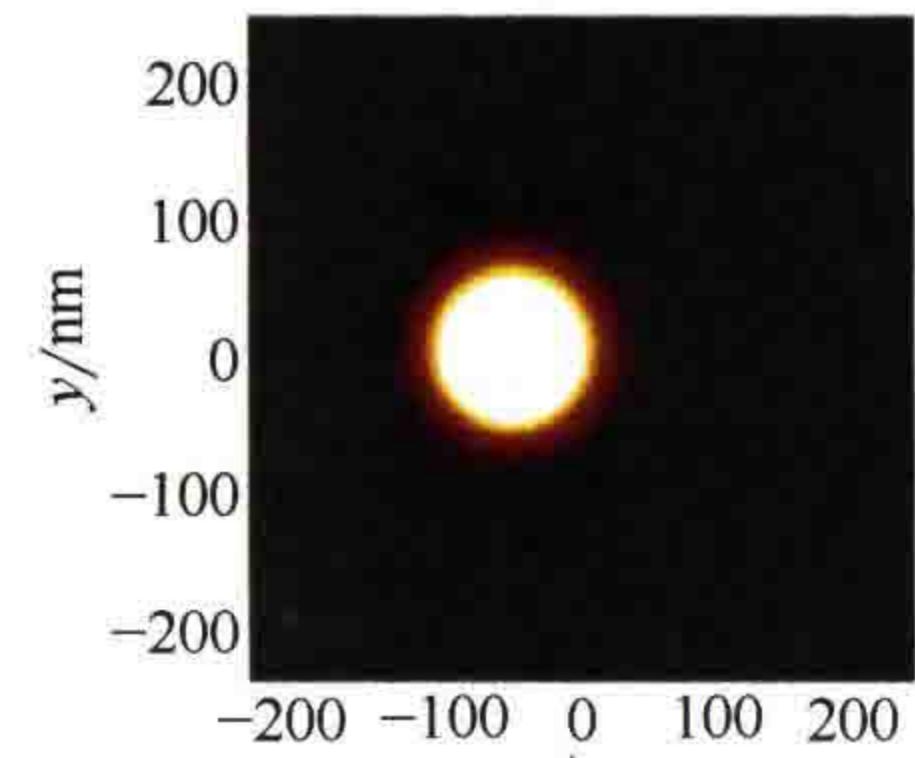
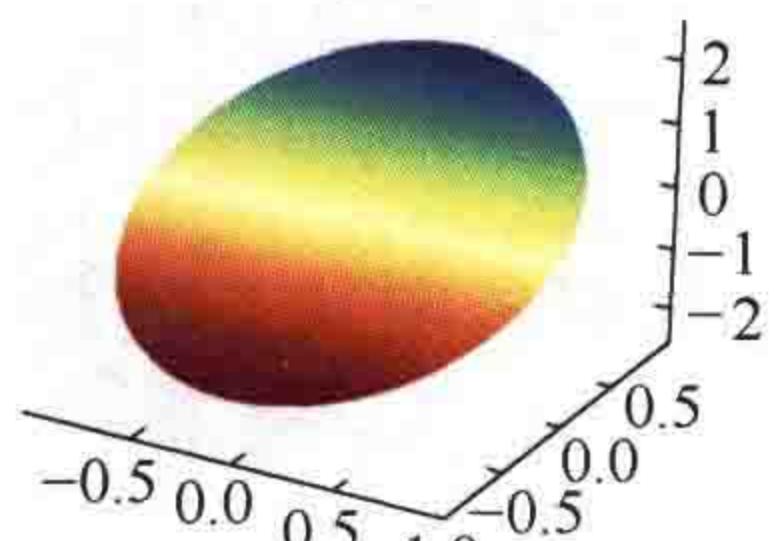
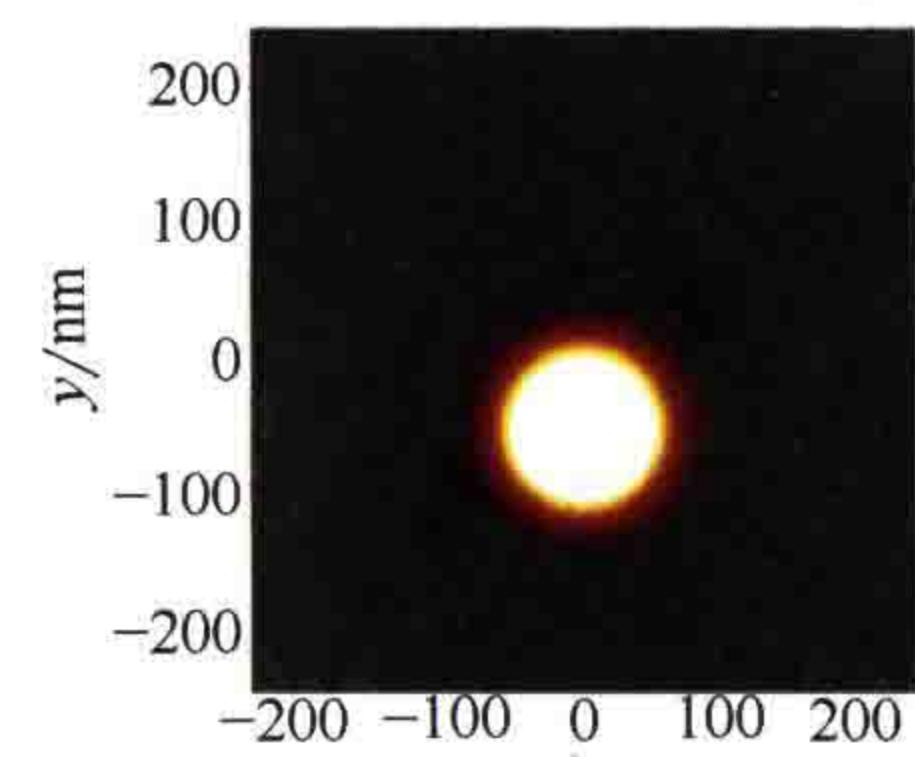
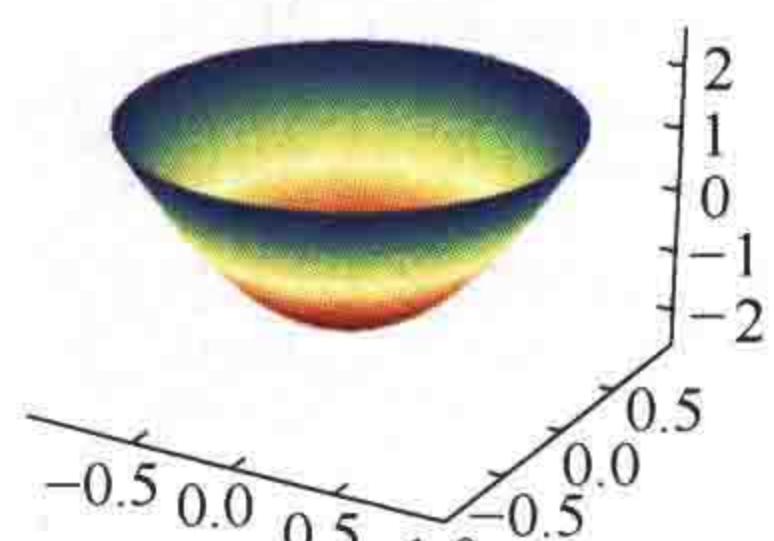
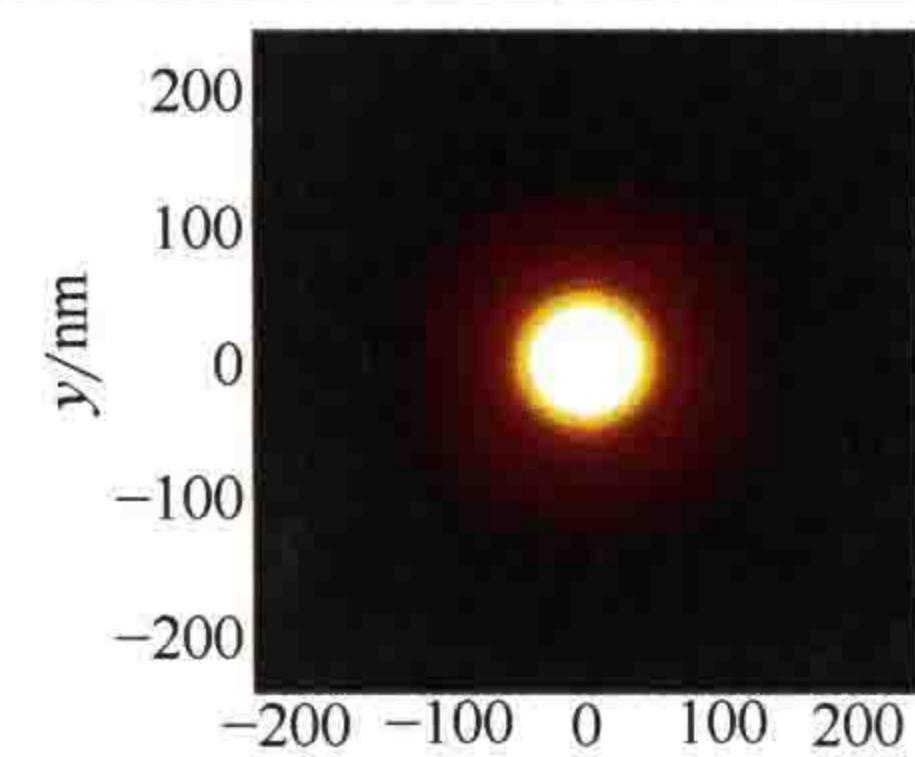
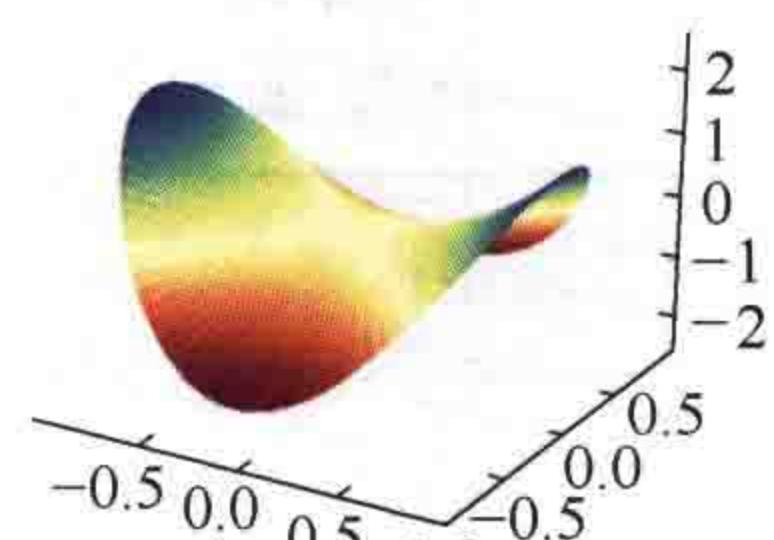
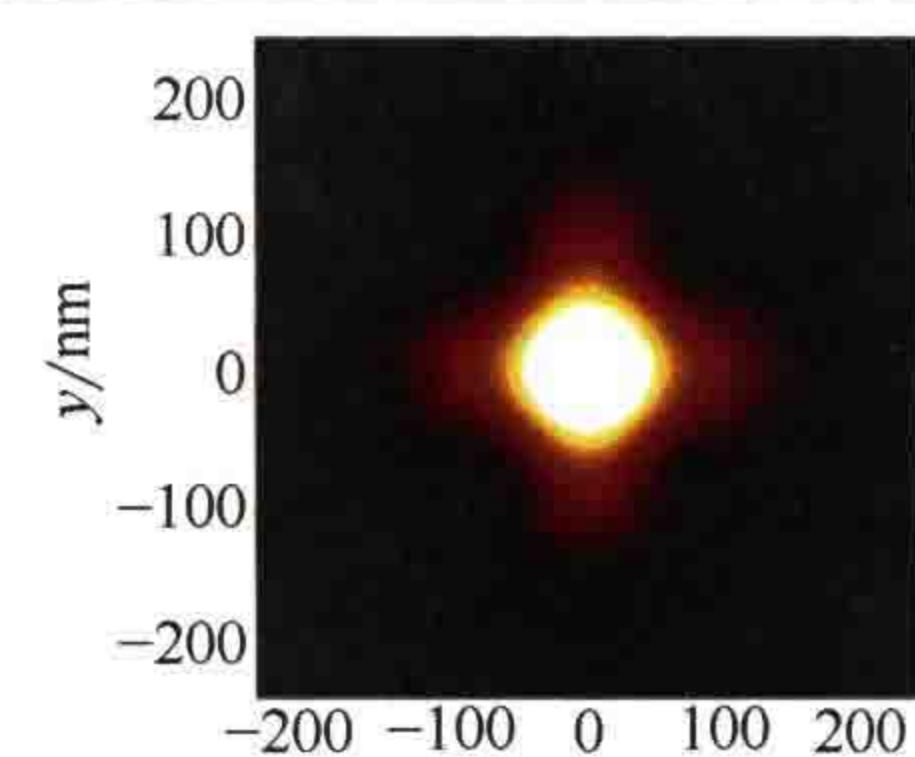
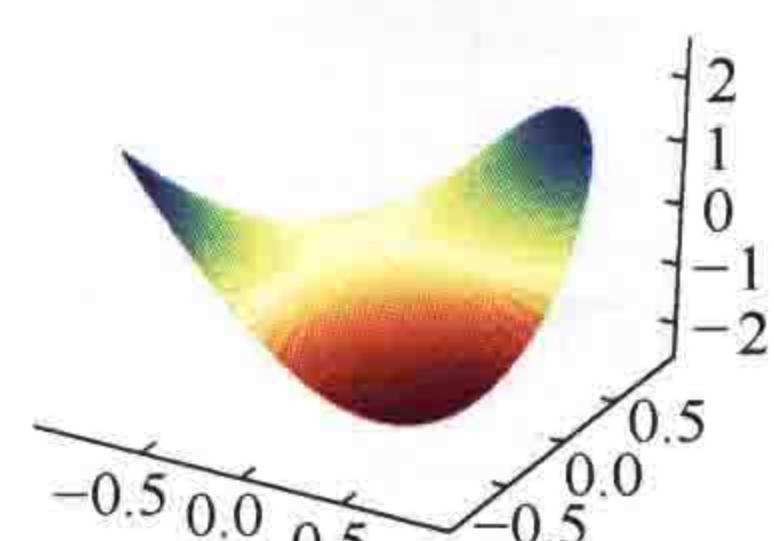
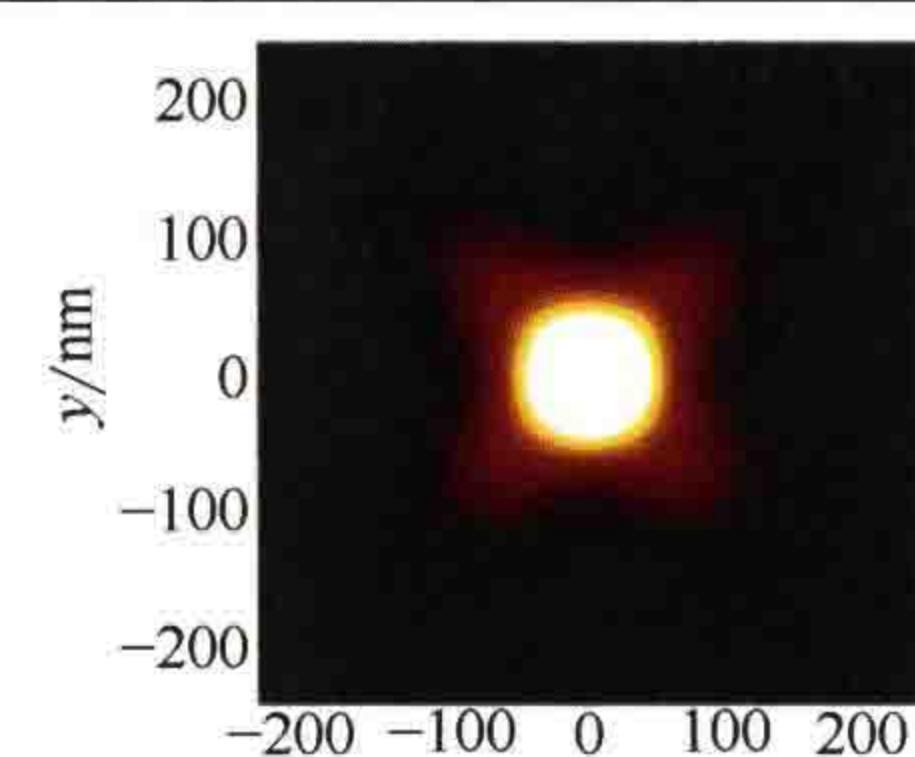
现有的几种泽尼克多项式采用的归一化方法以及各泽尼克项的排列顺序略有不同。下文中，我们使用光学设计软件 CODE V^[2] 中常用的条纹泽尼克多项式。所有泽尼克系数均以波长为单位。泽尼克系数为 1/4 时，投影光瞳内会产生大小为 π 的峰谷相移。

表 8.1 给出了前 11 项条纹泽尼克多项式。前两列为 Zernike 多项式编号、相应的像差类型以及多项式表达式。表中给出了波前变形的三维视图，以及波像差为四分之一波长时 45nm 孤立方形接触孔图形的光刻空间像。光瞳某个位置的多项式或波前变形的符号为正号时，表示光程长度比无像差或衍射受限成像的光程长度短。实际波前位于理想成像中的参考波前之前。相反，负号表示光程长度增加或向像面传播时波前发生延迟。根据光瞳相位的形式和像差的类型，波前变形会导致成像位置偏移、模糊或对比度损失，以及其他形变。8.1.2 节～8.1.7 节分析了特定像差对光刻成像的影响。

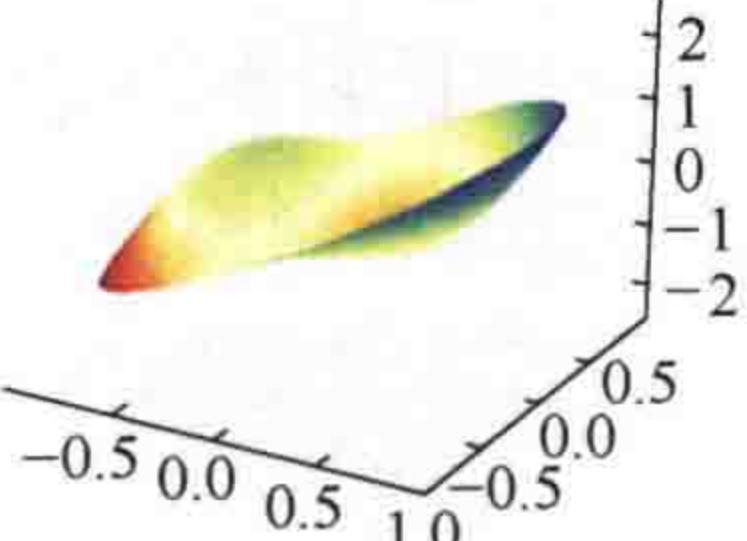
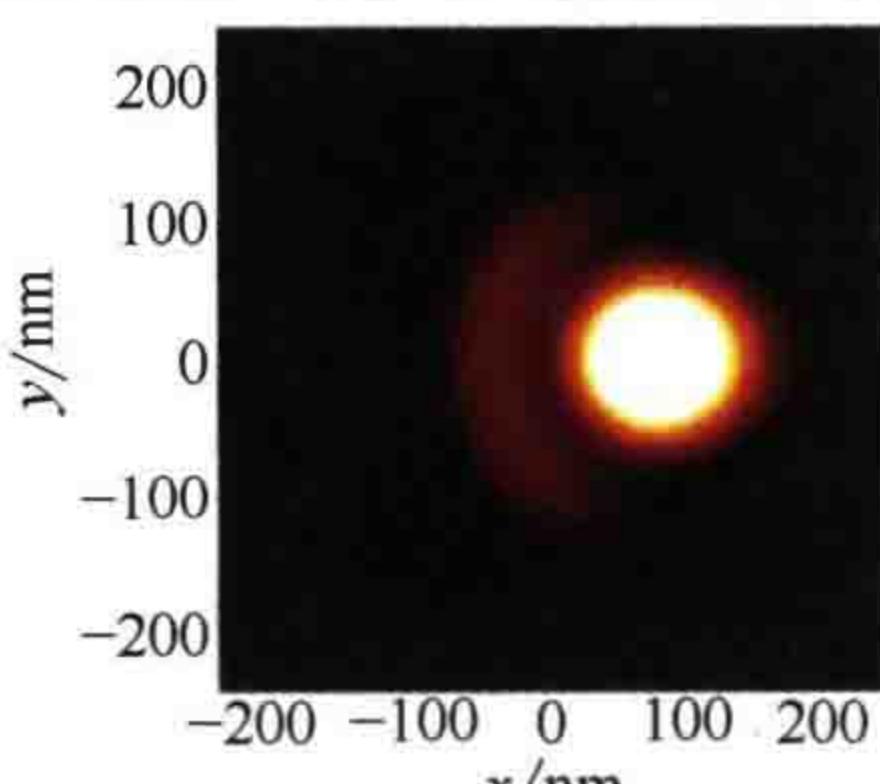
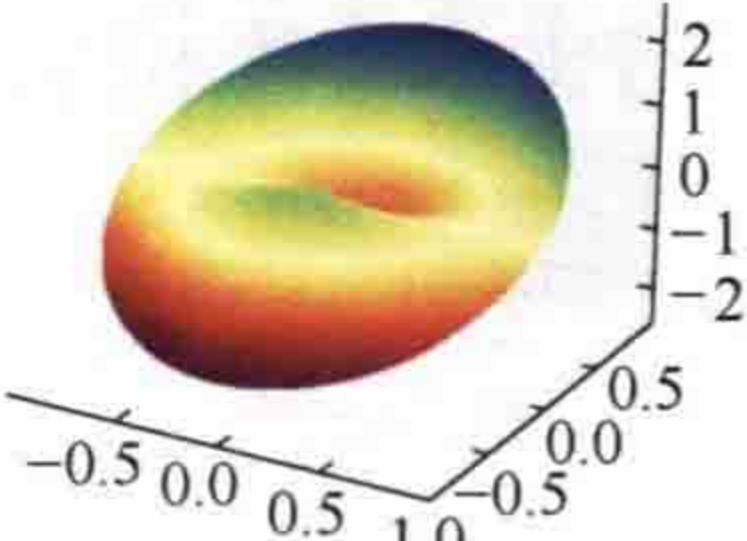
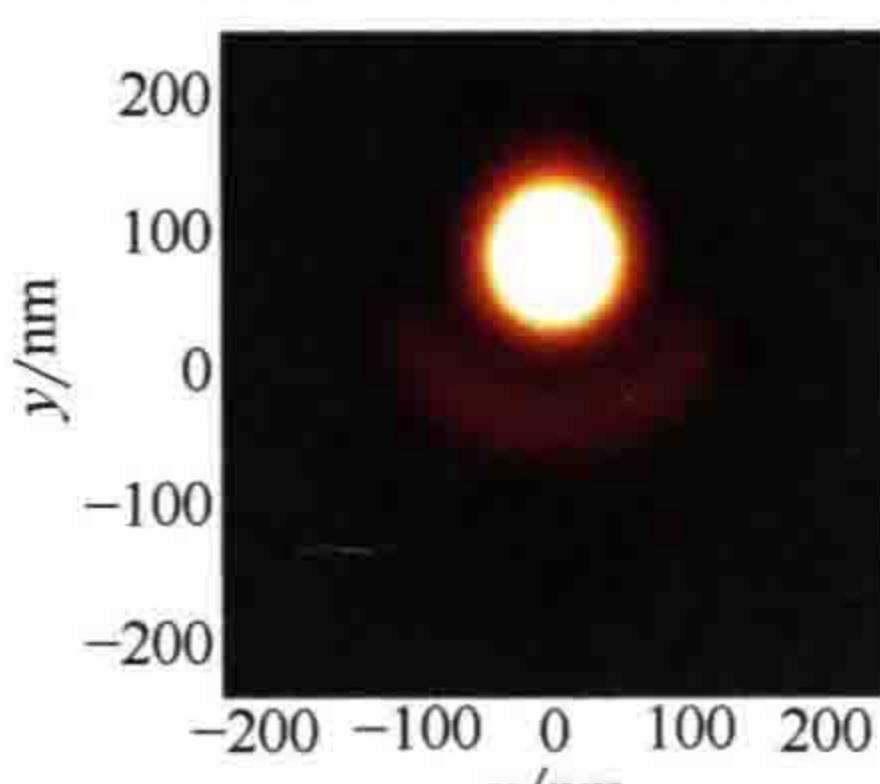
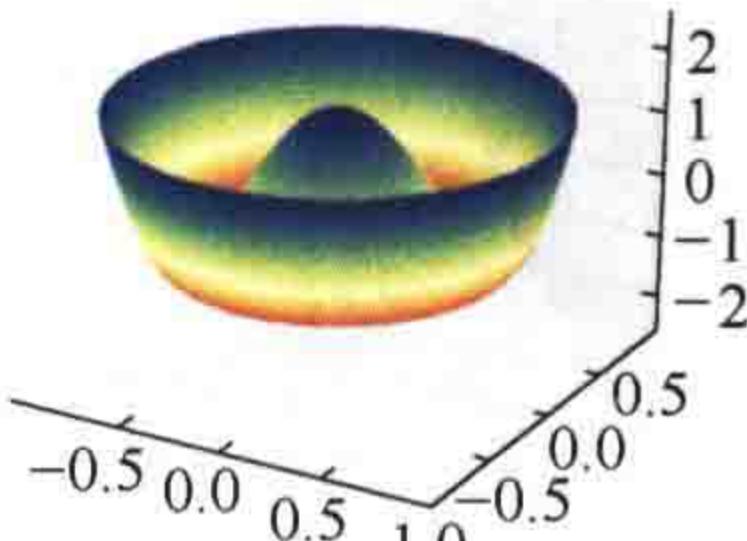
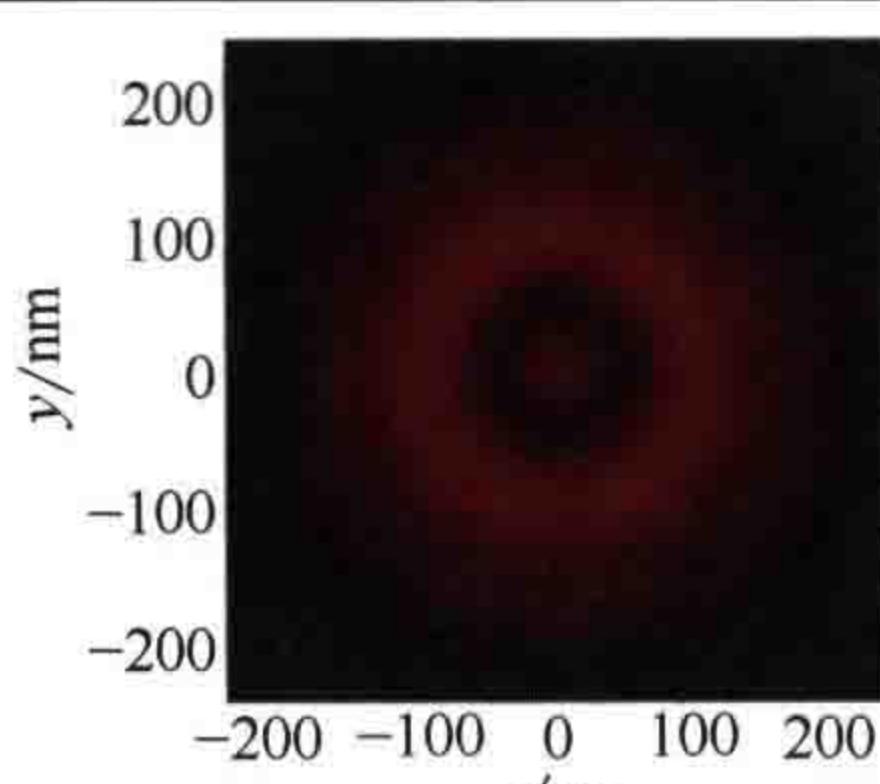
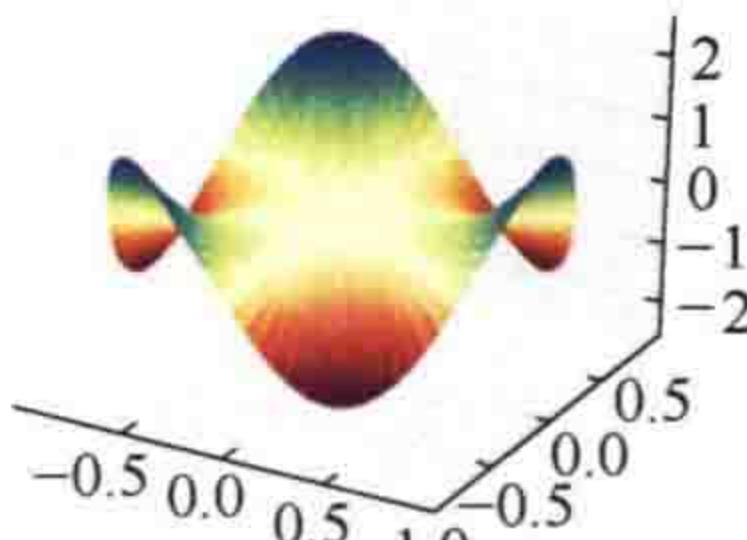
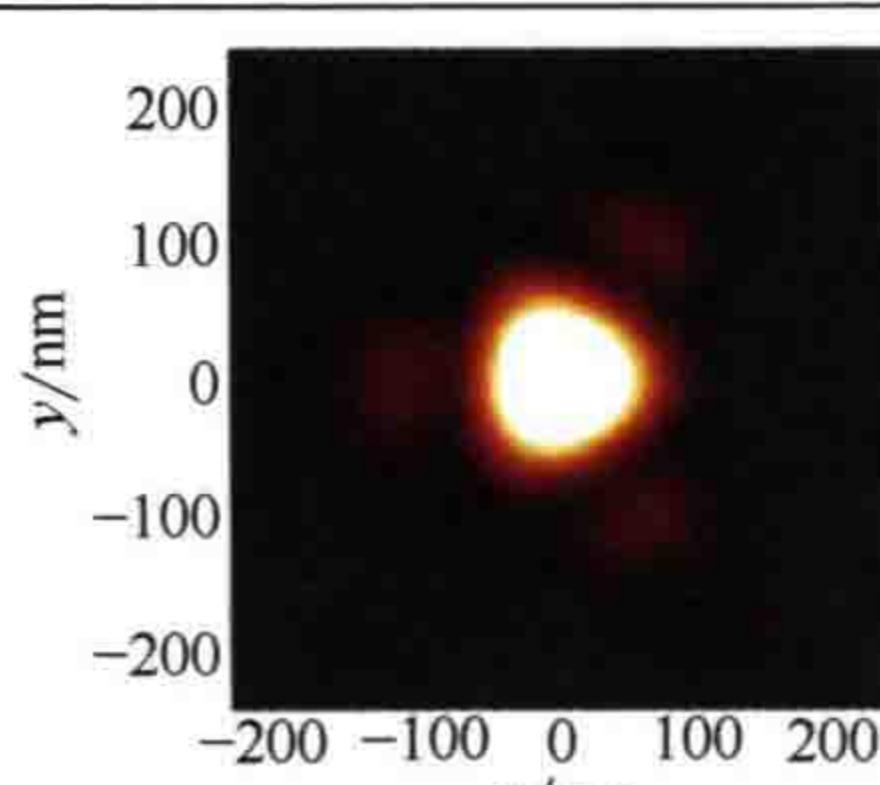
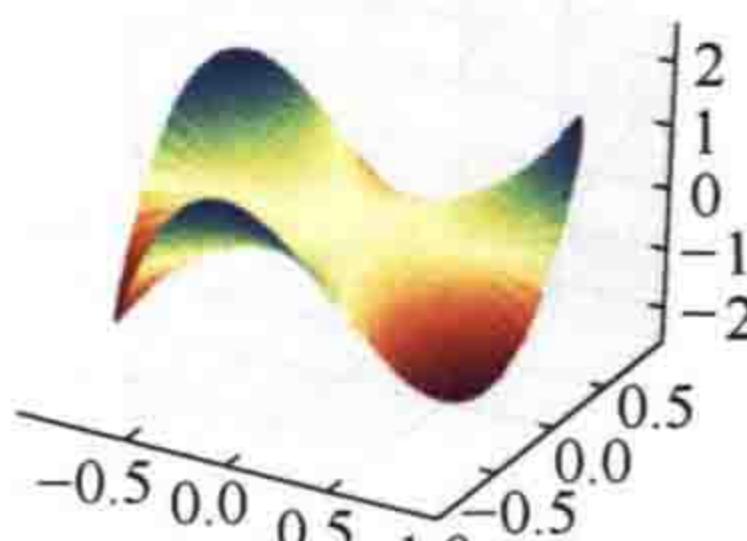
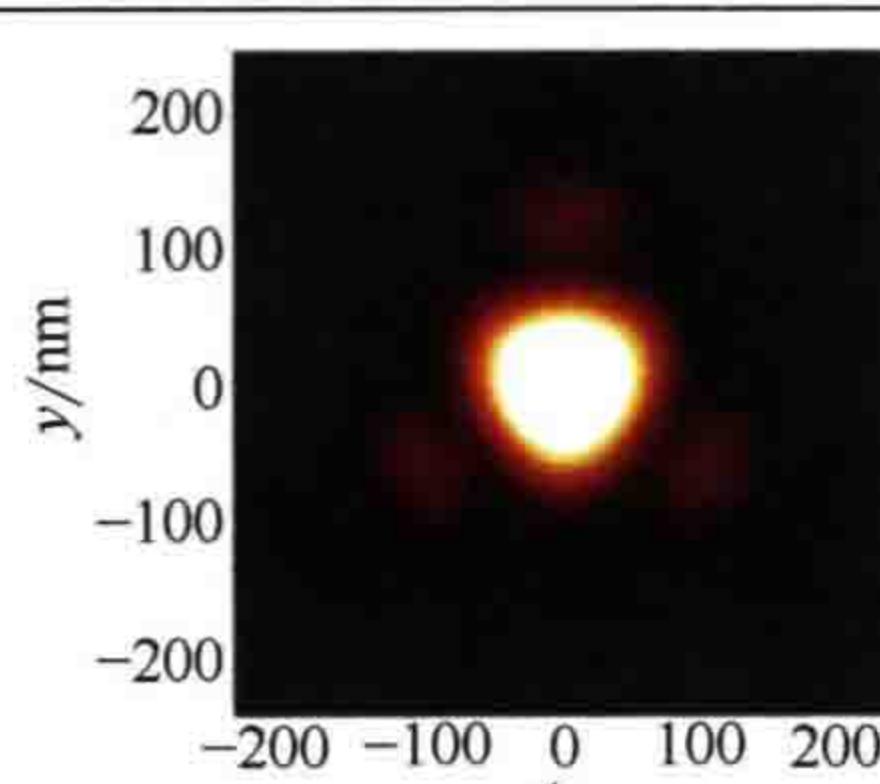
表 8.1 条纹泽尼克多项式第 1 ~ 11 项。第三列和第四列分别为 45nm × 45nm 孤立方形接触孔的波前变形和空间像。仿真中像差大小为四分之一波长，相应的泽尼克系数为 $Z_i = 0.25$ 。仿真条件为数值孔径 1.35 的浸没式光刻机，二元掩模（基尔霍夫方法），xy 偏振环形照明，内、外部分相干因子分别为 $\sigma_{in}=0.3$ 和 $\sigma_{out}=0.7$ ，波长为 193nm

序号	种类 / 多项式	波前形变	接触孔的空间像
1	直流量 1		

续表

序号	种类 / 多项式	波前形变	接触孔的空间像
2	倾斜 (x 轴) $\rho \cos \omega$		
3	倾斜 (y 轴) $\rho \sin \omega$		
4	离焦 $2\rho^2 - 1$		
5	像散 ($0^\circ / 90^\circ$) $\rho^2 \cos(2\omega)$		
6	像散 ($\pm 45^\circ$) $\rho^2 \sin(2\omega)$		

续表

序号	种类 / 多项式	波前形变	接触孔的空间像
7	彗差 (x 轴) $(3\rho^3 - 2\rho) \cos\omega$		
8	彗差 (y 轴) $(3\rho^3 - 2\rho) \sin\omega$		
9	球差 $(6\rho^4 - 6\rho^2 + 1)$		
10	三叶像差 (x 轴) $\rho^3 \cos(3\omega)$		
11	三叶像差 (y 轴) $\rho^3 \sin(3\omega)$		

在开始分析单项泽尼克像差之前，我们先来学习一些关于泽尼克波像差描述方法的常识。光瞳函数及其相应的泽尼克系数不仅取决于它们在像场中的位置，而且可能随时间变化，需要特别注意。波前和相应泽尼克项与具体场点密切相关是投影物镜（设计）的一个固有特性。设计投影物镜时可以在整个像场上将波前误差降至最低。为补偿局部物镜热效应等引起的投影物镜光瞳函数的动态变化，先进步进扫描投影光刻机一般都配备有先进的波前调制模块^[3, 4]。通过 8.3 节的学习，我们将了解到泽尼克多项式还与透过光学元件的光的偏振状态密切相关。

图 8.1 左图为一个老式光刻投影物镜的实测相位图。由于光瞳中心有遮拦，所以中心没有数据。图中用泽尼克多项式对数据进行了拟合。右图给出了拟合残差相对于展开式中包含的泽尼克项数的变化关系。虽然拟合残差随着泽尼克项数的增加而减少，但 35 项泽尼克项只能拟合出 75% 的波前。不论采用多少项泽尼克多项式都不能够描述光瞳相位分布中的高空间频率成分。

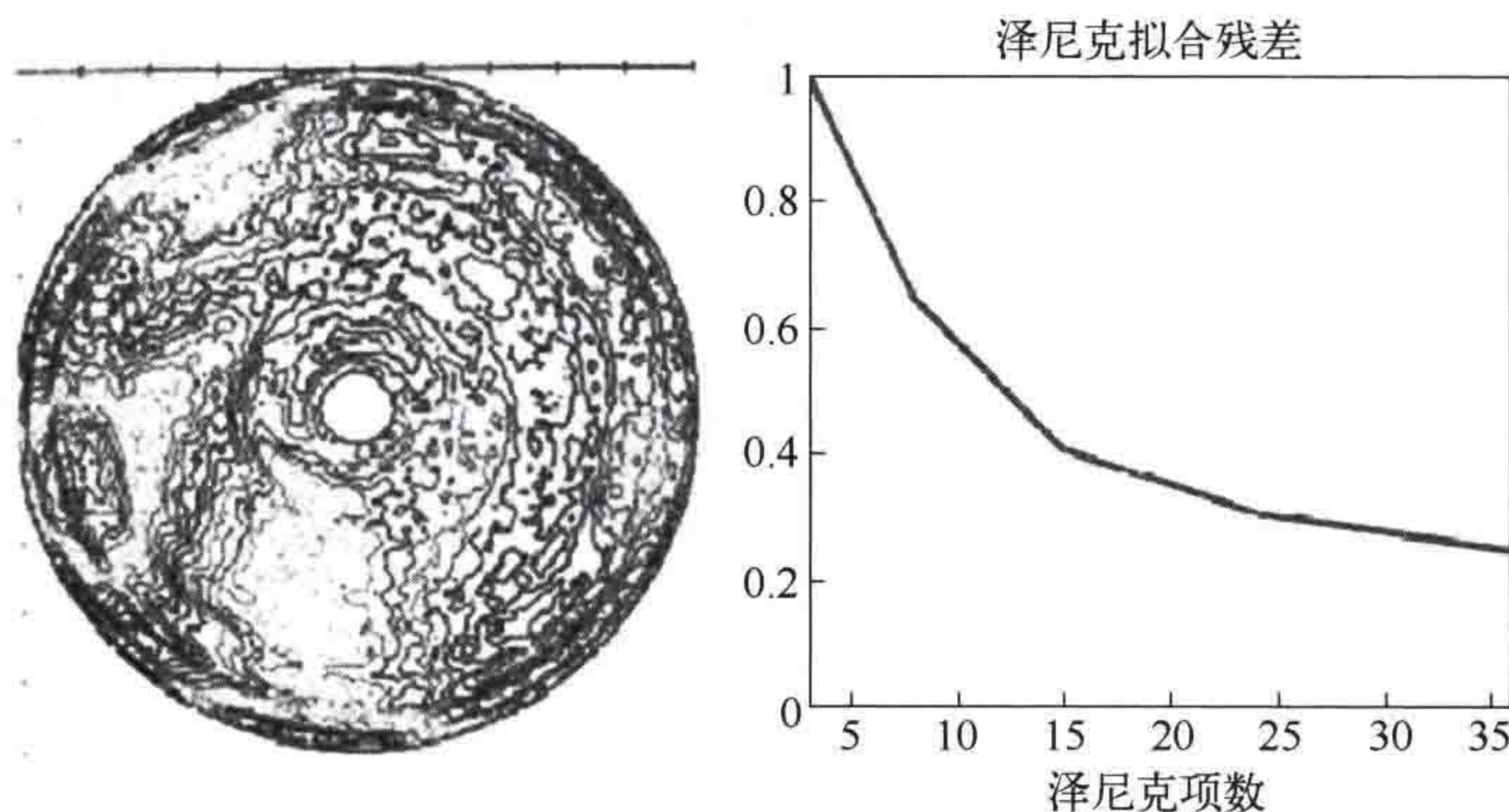


图 8.1 投影物镜实测光瞳函数（左），以及泽尼克拟合残差相对于泽尼克多项式项数的变化图（右）。转载自参考文献 [5]

从上述对光瞳函数相位的讨论中可得出三种不同成像机制。相位（和振幅）为常数的光瞳产生衍射受限成像。第 2 章介绍了衍射受限成像及其可以达到的分辨率水平。光瞳函数相位变化的低频和中频成分会导致几种成像缺陷，例如与焦面有关的放置误差、沿焦深方向的成像不对称、更强的旁瓣等。后续小节将分析初级像差对光刻成像的影响。采用有限数量的泽尼克多项式无法拟合出高频相位变化。它们会导致长程杂散光效应，以及随机分布的背景光强分布。8.2 节简要介绍了杂散光效应的功率谱密度（PSD）描述方法。

接下来，我们将分析几种典型像差对光刻投影系统成像性能的影响。为了展示不同像差的影响，我们将研究接触孔阵列在焦深方向上的成像结果。图 8.2 显示了无像差情况下的成像仿真结果。这一结果将作为参考。在最佳焦面位置——离焦量为 0nm——我们获得了高对比度像。像强度分布几乎与孔在阵列中的位置无关。

在 $\pm 100\text{nm}$ 的离焦位置，外侧接触孔的像强度分布与中间接触孔的像强度分布明显不同。

第一项泽尼克多项式（直流偏置）描述了所有衍射级次的常数相移。相移量大小与衍射级次在投影光瞳中的位置无关。常数相移对像强度分布没有影响。因此我们将从泽尼克项 Z_2 与 Z_3 开始分析。

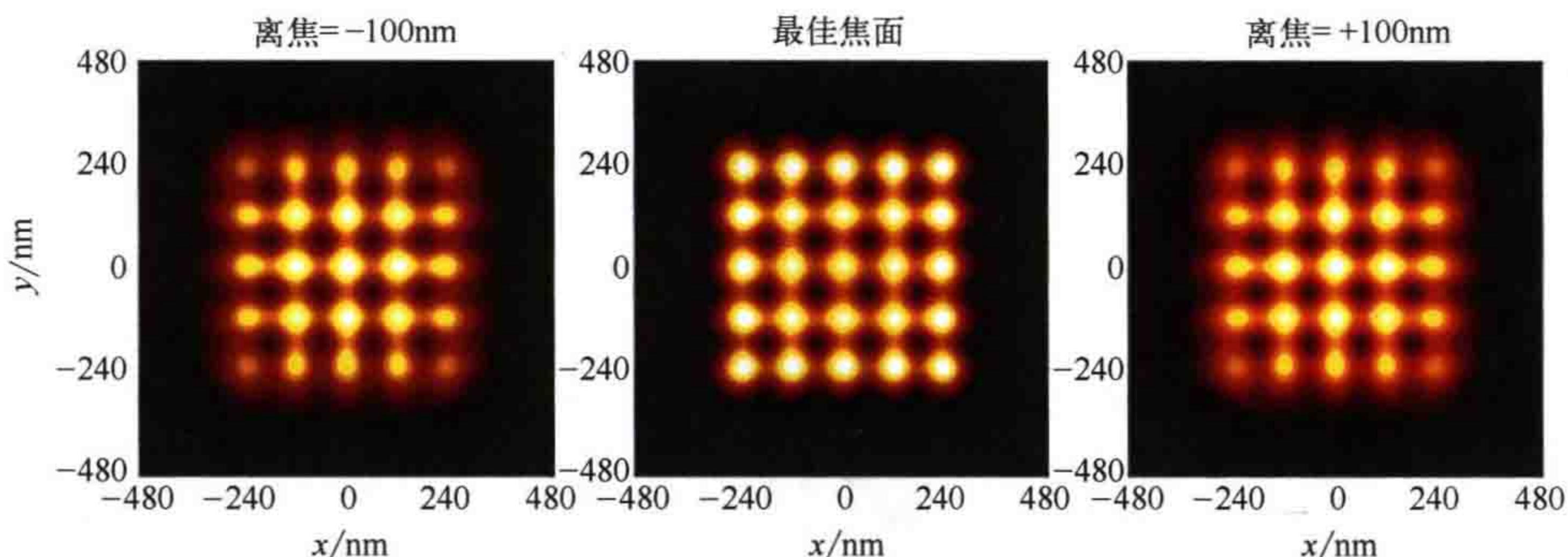


图 8.2 5×5 方形接触孔阵列的衍射受限空间像。二元掩模的周期为 120nm ，尺寸为 70nm 。从左至右离焦量分别为 -100nm 、 0nm 和 $+100\text{nm}$ 。仿真条件为：波长 193nm ， xy 偏振 CQuad 照明模式，内、外部相干因子为 $\sigma_{\text{in}}/\sigma_{\text{out}}=0.5/0.7$ ，张角为 30° ，纯水浸没液，数值孔径 1.35， $4 \times$ 缩小

8.1.2 波前倾斜

全局或常数波前倾斜只会影响成像位置。图 8.3 为 $Z_2=0.5$ 时接触孔阵列的空间像。正的 Z_2 使光瞳波前的右侧部分（正 f_x ）向像面弯曲。因此，空间像沿着 x 轴的负方向向左偏移。成像位置偏移、离焦与接触孔在阵列中的位置无关。沿 y 轴 (Z_3) 的倾斜表现也类似，只是将空间像沿着 y 轴的负方向向下移动。位置偏移量与掩模图形类型和尺寸无关。虽然波前倾斜对光刻工艺窗口没有任何影响，但是会影响系统的套刻性能，特别是当波前倾斜在像场发生波动时。

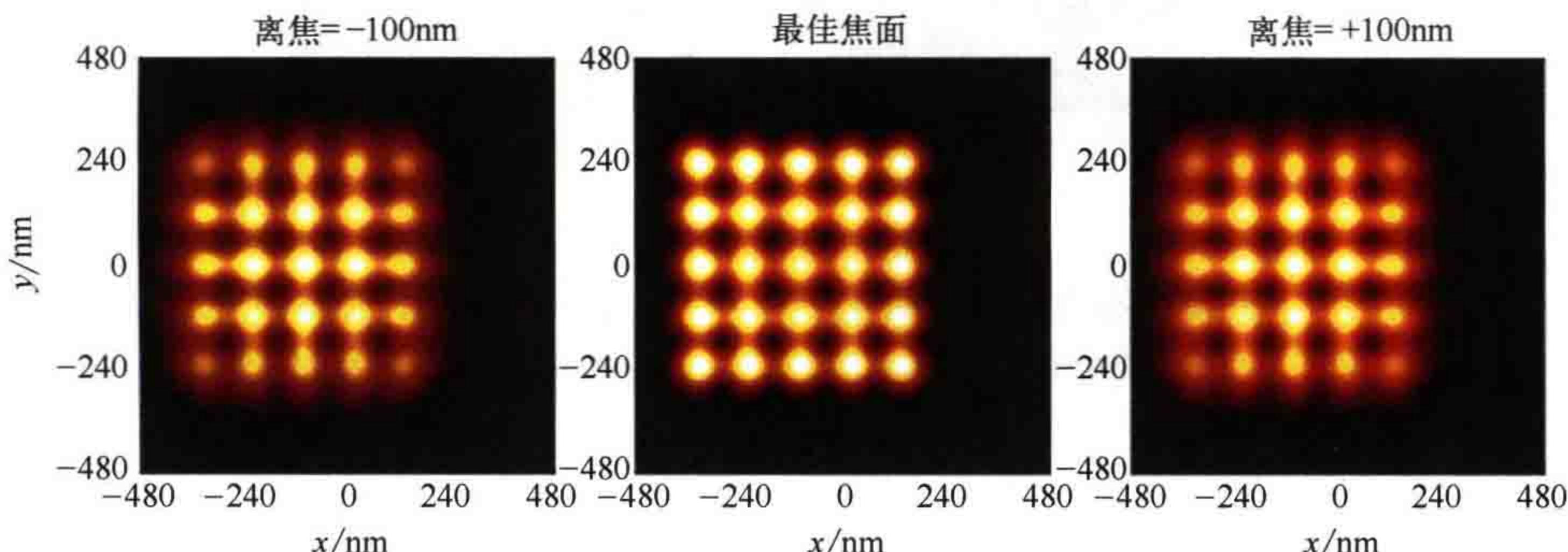


图 8.3 波前倾斜 $Z_2=0.5$ 时接触孔阵列的空间像。仿真参数同图 8.2

8.1.3 离焦像差

Z_4 与光瞳极径 ρ 成二次函数关系。离焦像差会导致离焦效应。正的 Z_4 导致光瞳波前的外侧向像面方向弯曲。最佳焦面位置向出瞳靠近。图 8.4 给出了接触阵列的仿真结果。负离焦一般会使空间像远离出瞳。离焦像差 $Z_4=0.5$ 可与之相互补偿。因此，负离焦时接触孔阵列的空间像变得更清晰，而正离焦时接触孔阵列的空间像变得更模糊。

如图 8.5 和图 8.6 所示，体像和工艺窗口表明了离焦像差对焦深方向成像的影响。正离焦像差 Z_4 使得最佳焦面沿物镜方向向上移动。工艺窗口的最佳焦面向左移动，即向负离焦方向移动。

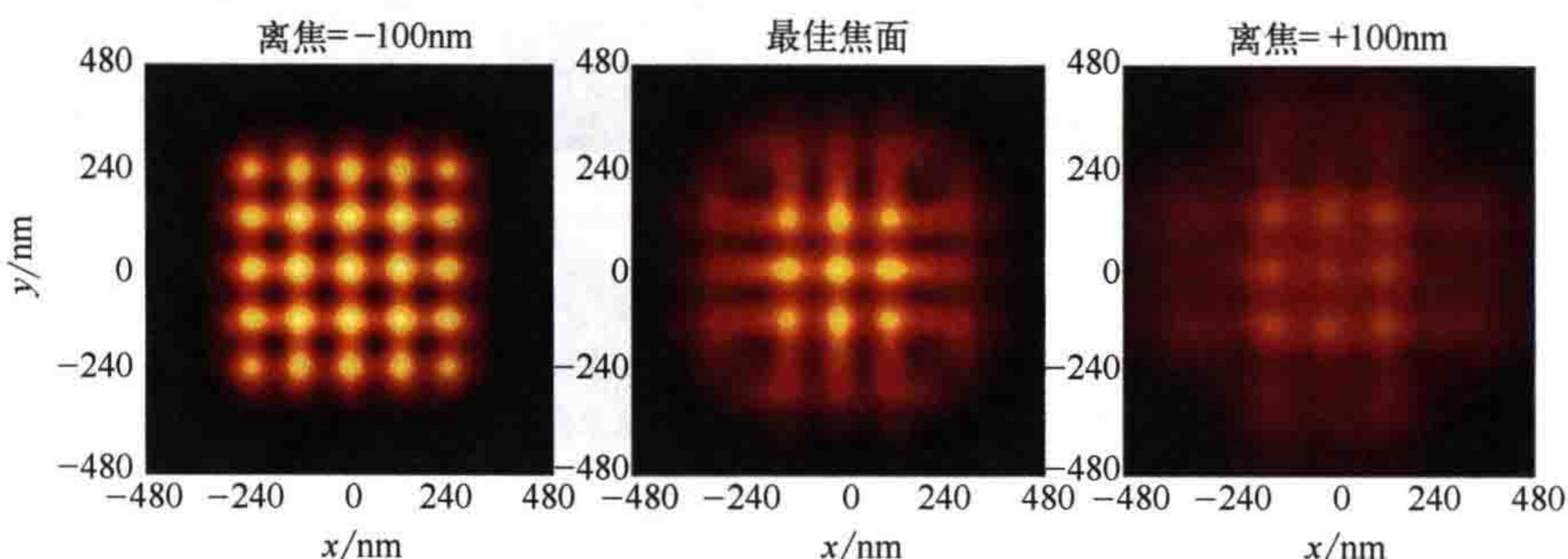


图 8.4 含离焦像差 ($Z_4=0.5$) 时接触孔阵列的空间像。仿真参数同图 8.2

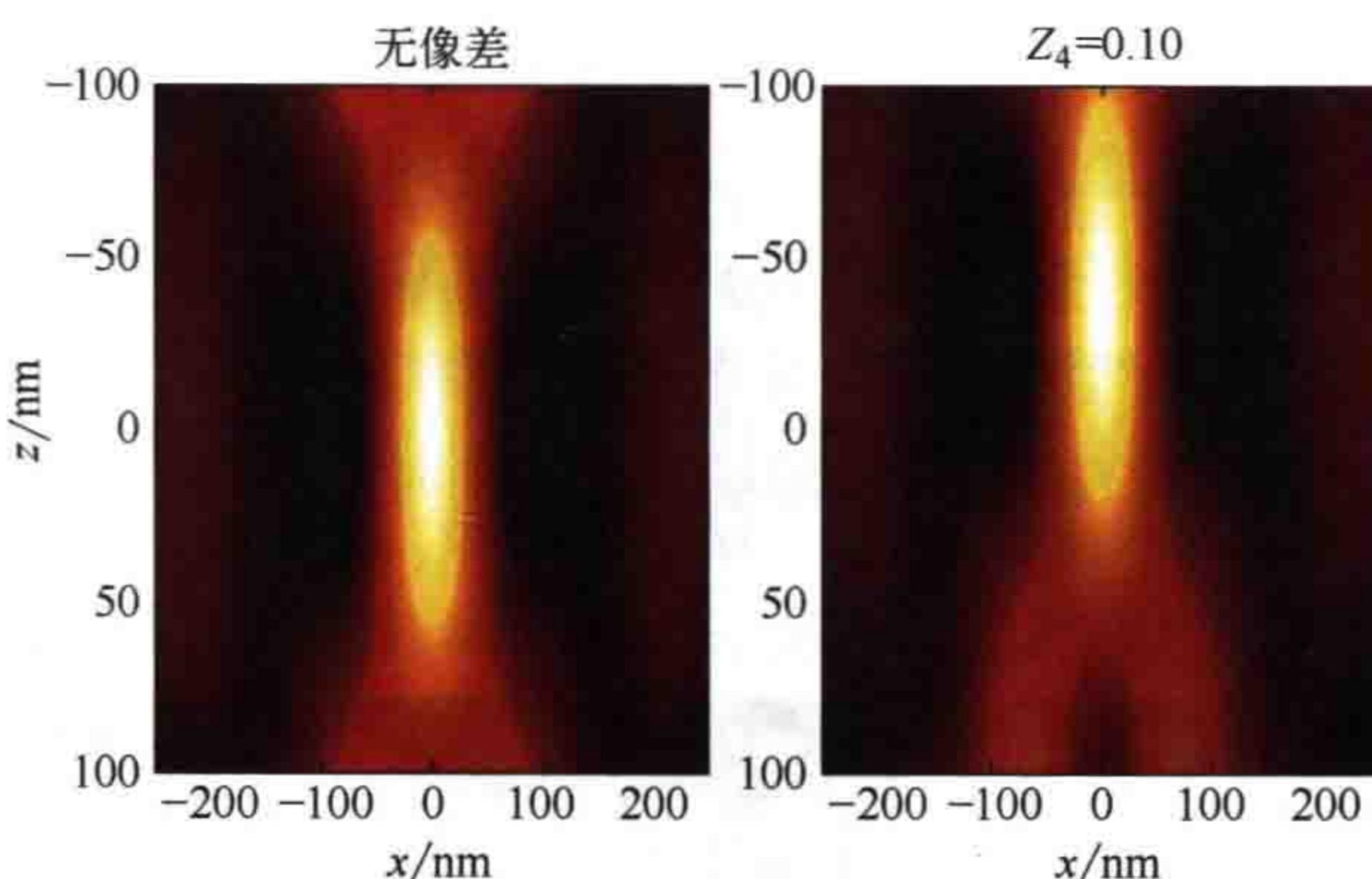


图 8.5 周期 500nm、尺寸 100nm 的空图形的衍射受限成像，体像。左图中无像差，右图中离焦像差 $Z_4=0.1$ 。其他仿真条件：6% 衰减型相移掩模，波长 193nm，纯水浸没液，数值孔径 1.35，二极照明 $\sigma_{in}/\sigma_{out}=0.5/0.7$ ，极张角为 40°

8.1.4 像散

与离焦像差 Z_4 类似，泽尼克多项式表明 Z_5 和 Z_6 与光瞳极径 ρ 成平方关系（见

表 8.1)。由于存在 $\cos(2\omega)$ 和 $\sin(2\omega)$ 两个因子，它们产生的离焦效应与图形方向有关，如图 8.7 所示。负离焦时空间像在 y 方向变模糊。正离焦时在水平方向变模糊。如图 8.8 所示， Z_5 像散使得 x 和 y 线条的最佳焦面向相反的离焦方向偏移。正交图形的重叠工艺窗口大幅减少。

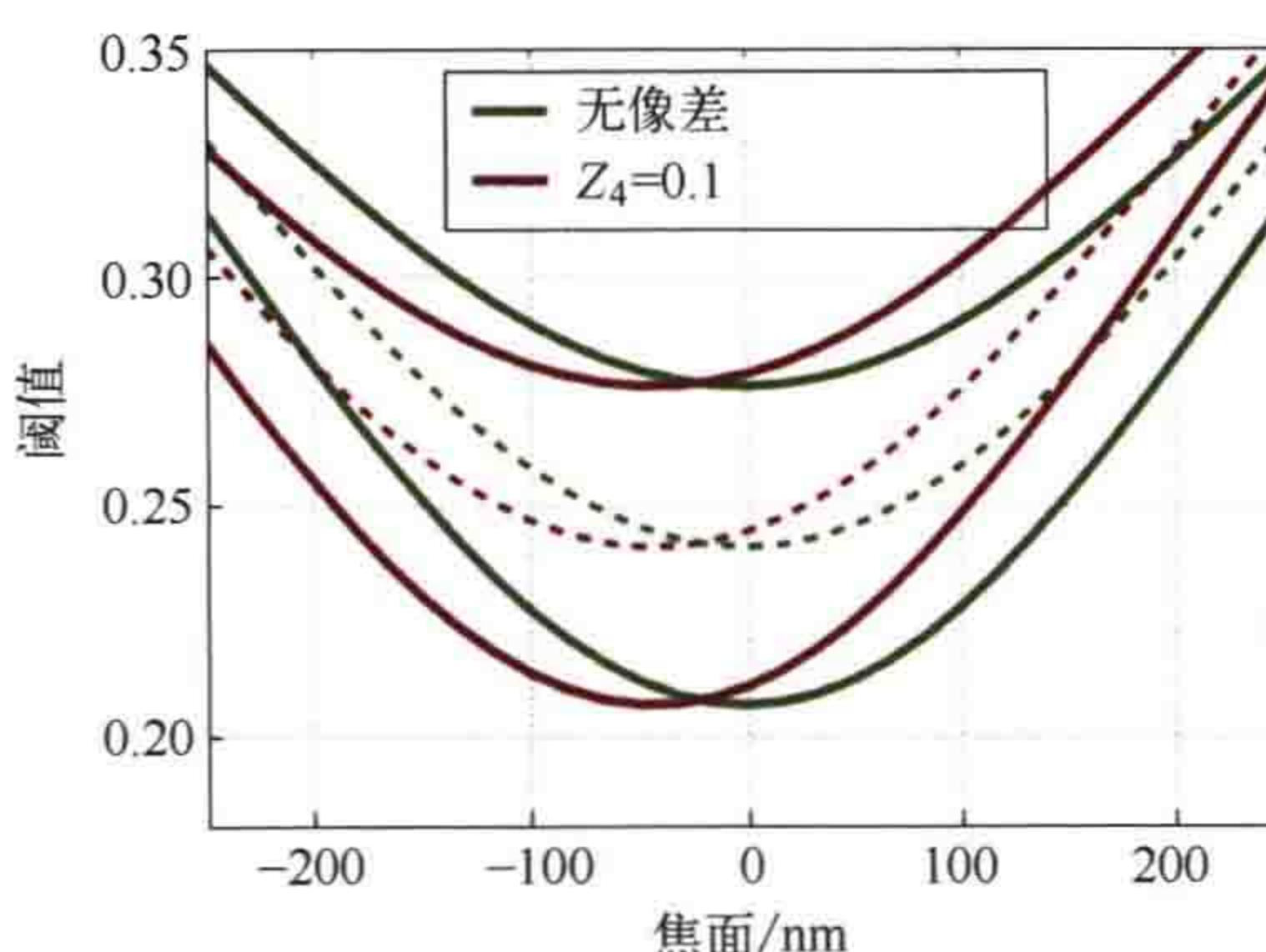


图 8.6 周期 130nm、宽度 45nm 线条图形的工艺窗口，对于衍射受限成像以及离焦像差 $Z_4=0.1$ 。成像条件：6% 衰减型相移掩模，波长 193nm，浸没液体为纯水，数值孔径 1.35，二极照明 $\sigma_{in}/\sigma_{out}=0.5/0.7$ ，极张角为 40°

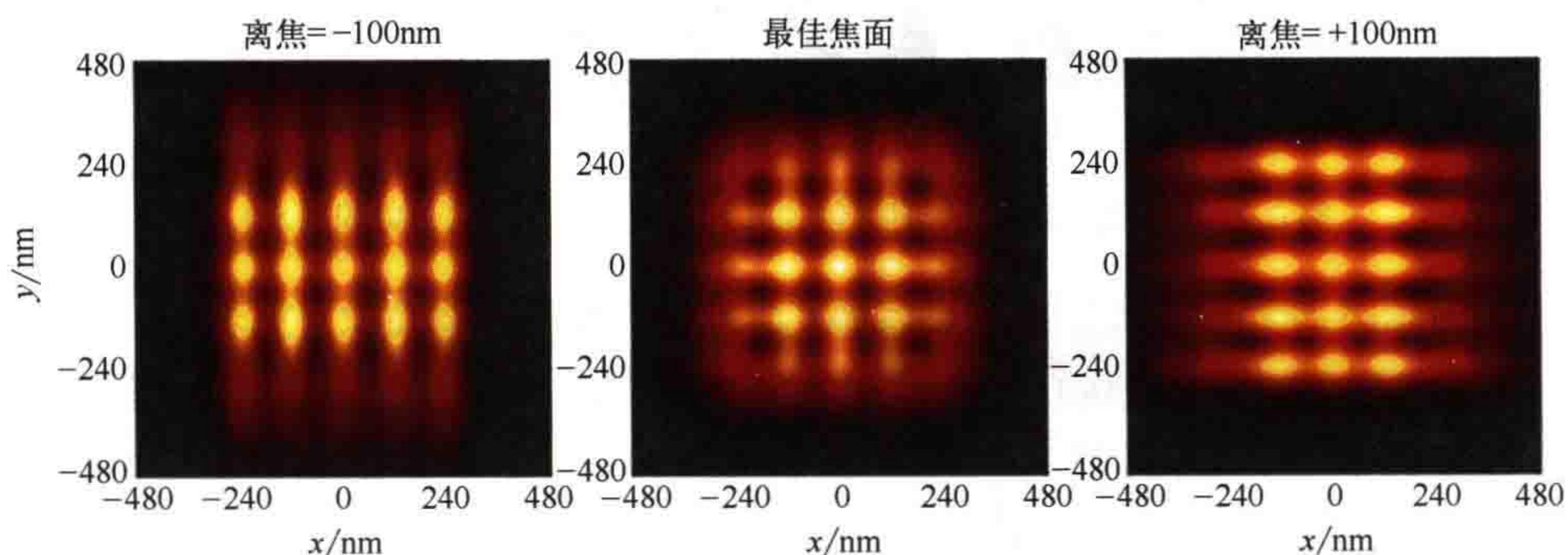


图 8.7 像散 $Z_5=0.5$ 时接触孔阵列的空间像。仿真参数同图 8.2

8.1.5 彗差

低阶彗差的泽尼克多项式 Z_7 和 Z_8 包含归一化光瞳极径 ρ 的线性项和三阶项。透镜的微小倾斜即可产生这种类型的像差。与泽尼克项 Z_2 和 Z_3 类似，彗差造成波前倾斜，但是波前的局部倾斜不是常数。彗差导致的图形位置偏移取决于衍射级次在光瞳面的位置。相位偏差不同的衍射级次干涉后会产生新的成像缺陷。图 8.9 为含彗差 ($Z_7=0.5$) 时接触孔阵列的空间像。

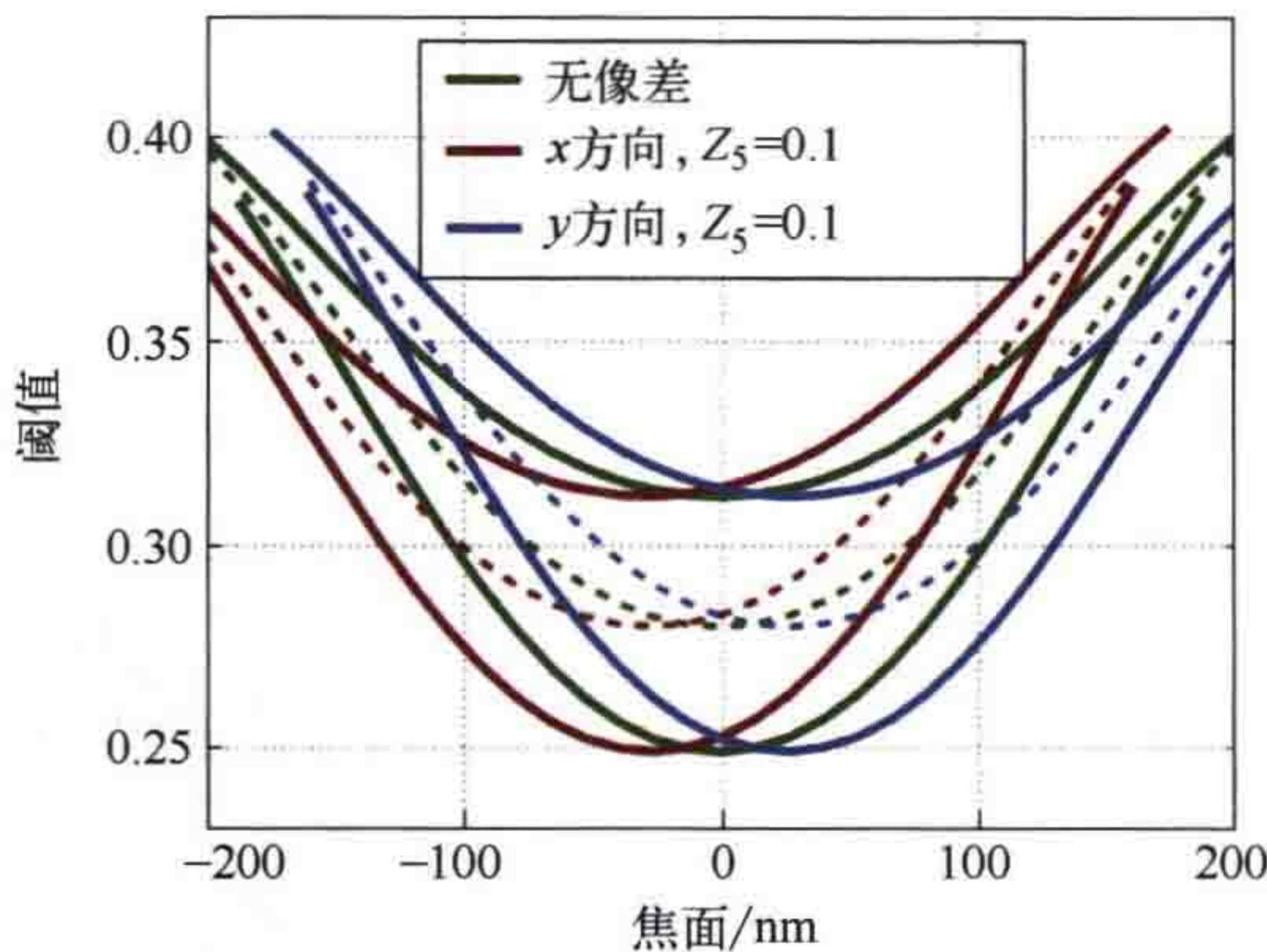


图 8.8 周期 180nm、线宽 60nm 的 x 与 y 方向线条图形的工艺窗口。衍射受限成像与像散 $Z_5=0.1$ 条件下的成像。无像差时工艺窗口与线条方向无关。成像条件: 6% 衰减型相移掩模, 波长 193nm, 纯水浸没, 数值孔径 1.35, 环形照明 $\sigma_{in}/\sigma_{out}=0.5/0.7$

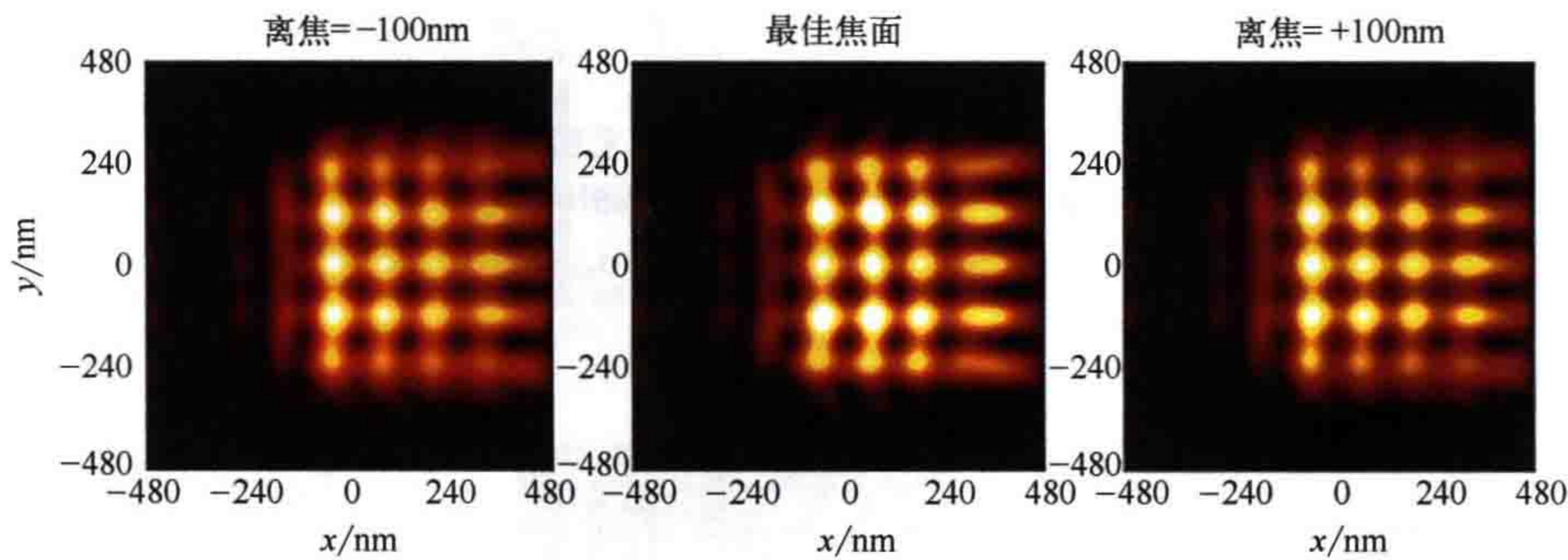


图 8.9 含彗差 ($Z_7=0.5$) 时接触孔阵列的空间像。仿真参数同图 8.2

波前倾斜 Z_2 和彗差 Z_7 的泽尼克多项式含有符号相反的线性项 (见表 8.1)。因此, 这两个像差引起的图形偏移方向相反。彗差中的三阶项会导致空间像发生明显变形。

图 8.10 为彗差对不同物体成像的影响。彗差一词源于接触孔等明亮物体的彗星状成像 (见图 8.10 左图)。右图为五线测试图形的空间像, 彗差导致了典型的图形不对称失真。通过测量此图形中左右两侧线 / 空图形宽度的差异可以测量彗差。其他彗差测量方法, 例如框套框 (box-in-box) 测试, 利用图形偏移量与特征尺寸之间的关系进行检测^[6, 7]。图 8.9 和图 8.10 表明彗差可产生明显的旁瓣。因此彗差对旁瓣的印出性有重要影响, 特别是采用了衰减型相移掩模时。当系统存在微小彗差时, 衍射受限系统中原来不会印出的旁瓣变得可印出。

图 8.11 为 100nm 空图形的 $x-z$ 向空间像仿真结果, 可以看出彗差对成像的另一个重要影响。彗差引起的放置误差随离焦量的增大而增大。这类像的形状很像香蕉。沿着离焦方向对各焦面强度分布的重心进行拟合, 所得拟合多项式的二次项称为“香蕉形变”。香蕉形变效应随 NA^3/λ^2 的增大而增加。

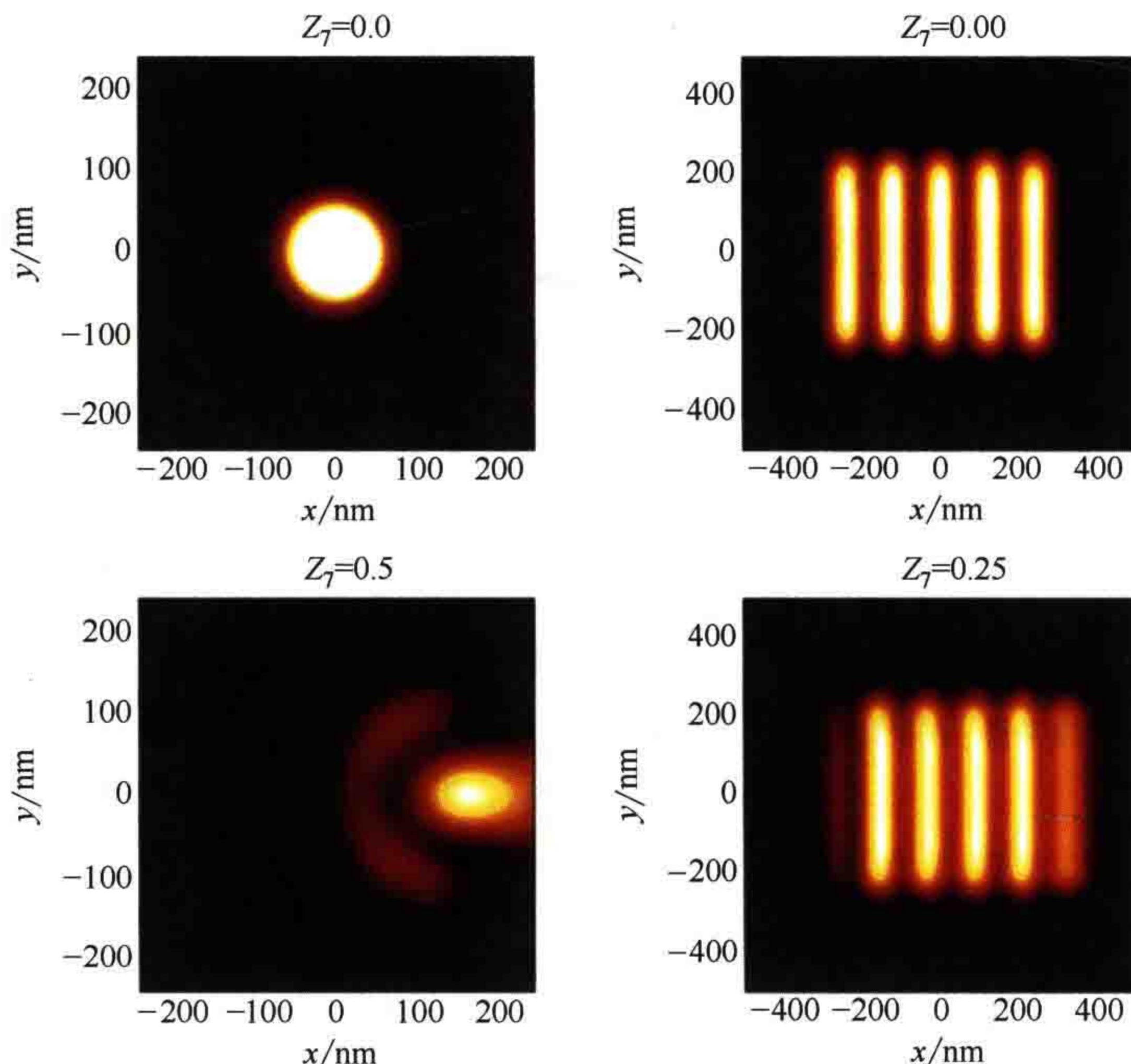


图 8.10 45nm 方形接触孔的空间像 (左列), 含尺寸为 $60\text{nm} \times 500\text{nm}$ 、周期 120nm 的空的 5 线测试图形的空间像 (右列)。第一行为衍射受限成像, 第二行为含彗差空间像。图中标注了彗差的大小。成像条件: 波长 193nm , xy 偏振环形照明, $\sigma_{\text{in}}/\sigma_{\text{out}}=0.3/0.7$ 。纯水浸没, 数值孔径 1.35 , $4\times$ 缩小, 离焦量为零

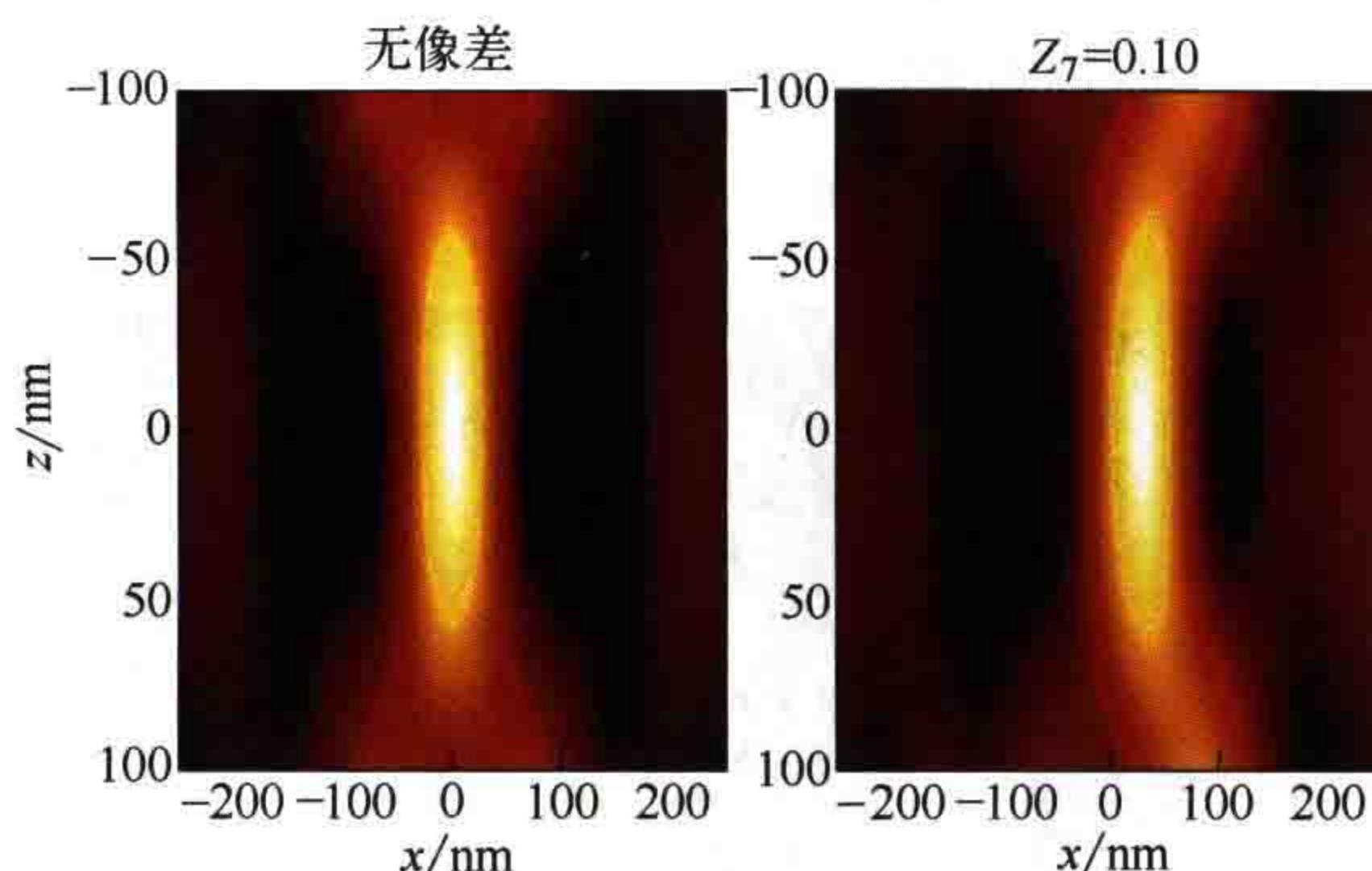


图 8.11 宽度为 100nm 、周期为 500nm 空图形的体像。左图为衍射受限成像, 右图为含彗差成像。其他成像条件: 6% 衰减型相移掩模, 波长 193nm , 纯水浸没, 数值孔径 1.35 , 二极照明 $\sigma_{\text{in}}/\sigma_{\text{out}}=0.5/0.7$, 张角 40°

如图 8.12 所示, 彗差对工艺窗口的形状也有一定影响。然而, 彗差引起的放置误差和旁瓣对于含彗差系统的成像影响更大。

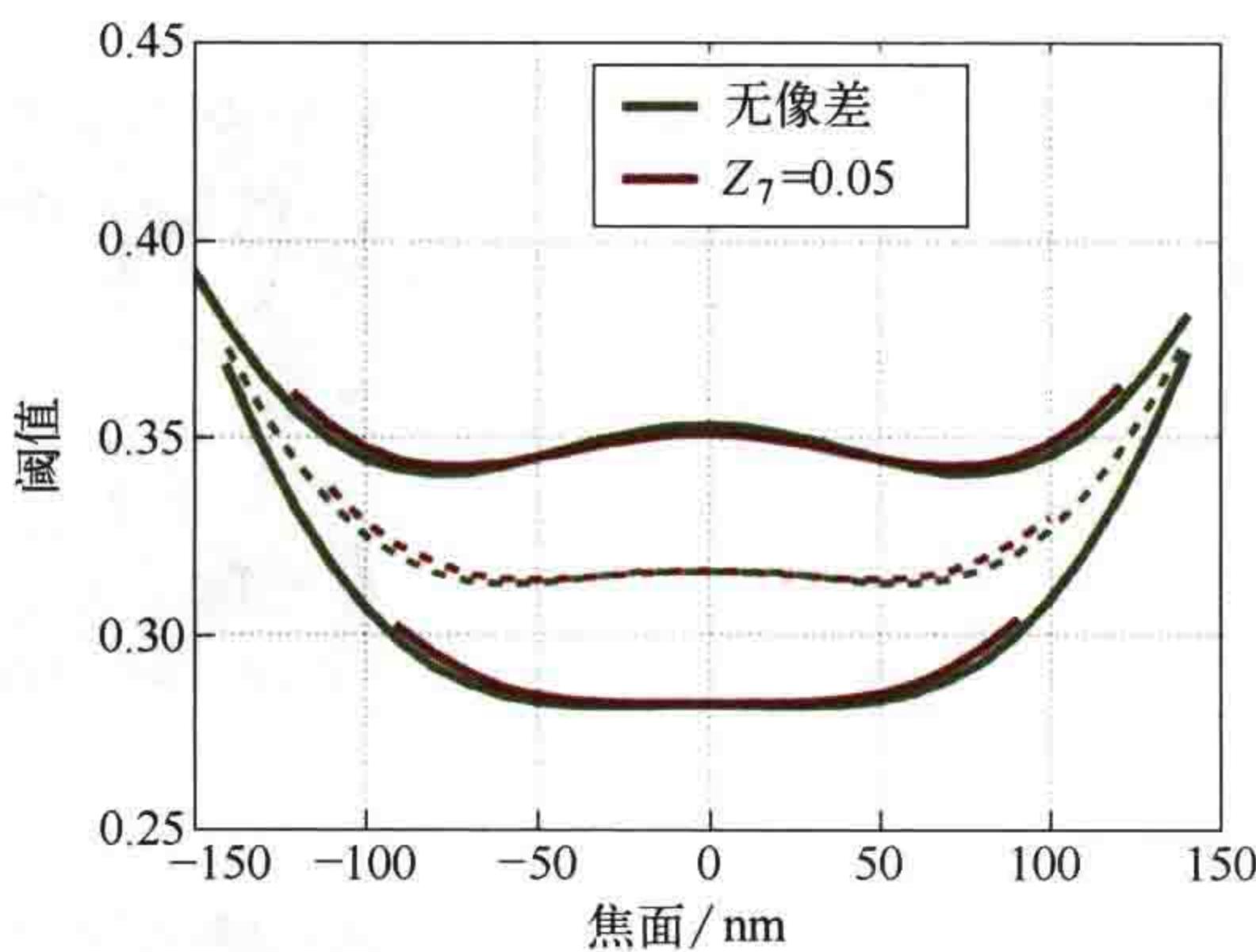


图 8.12 周期 180nm、线宽 45nm 线条图形的工艺窗口。衍射受限成像与含彗差 $Z_7=0.05$ 。

其他成像条件: 6% 衰减型相移掩模, 波长 193nm, 纯水浸没, 数值孔径 1.35,
二极照明 $\sigma_{\text{in}}/\sigma_{\text{out}}=0.5/0.7$, 极张角 40°

8.1.6 球差

泽尼克多项式 Z_9 为旋转对称像差。该像差会改变系统沿焦深方向的成像表现。在图 8.13 所示的接触孔阵列空间像中可以观察到该像差导致的成像非对称。球差的成像效果与离焦像差 Z_4 相似。但仔细分析可以发现两者之间存在一个主要区别。泽尼克多项式的四阶项导致的聚效应与衍射级次在投影光瞳内的位置密切相关。周期以及光瞳内衍射级位置不同的物体会被聚焦到光轴的不同位置成像。如图 8.14 所示, 周期 200nm、线宽 100nm 的空图形的最佳焦面在 z 轴负方向上移动了约 75nm。将周期增加到 500nm 会使焦面偏移减少到 50nm 以下。

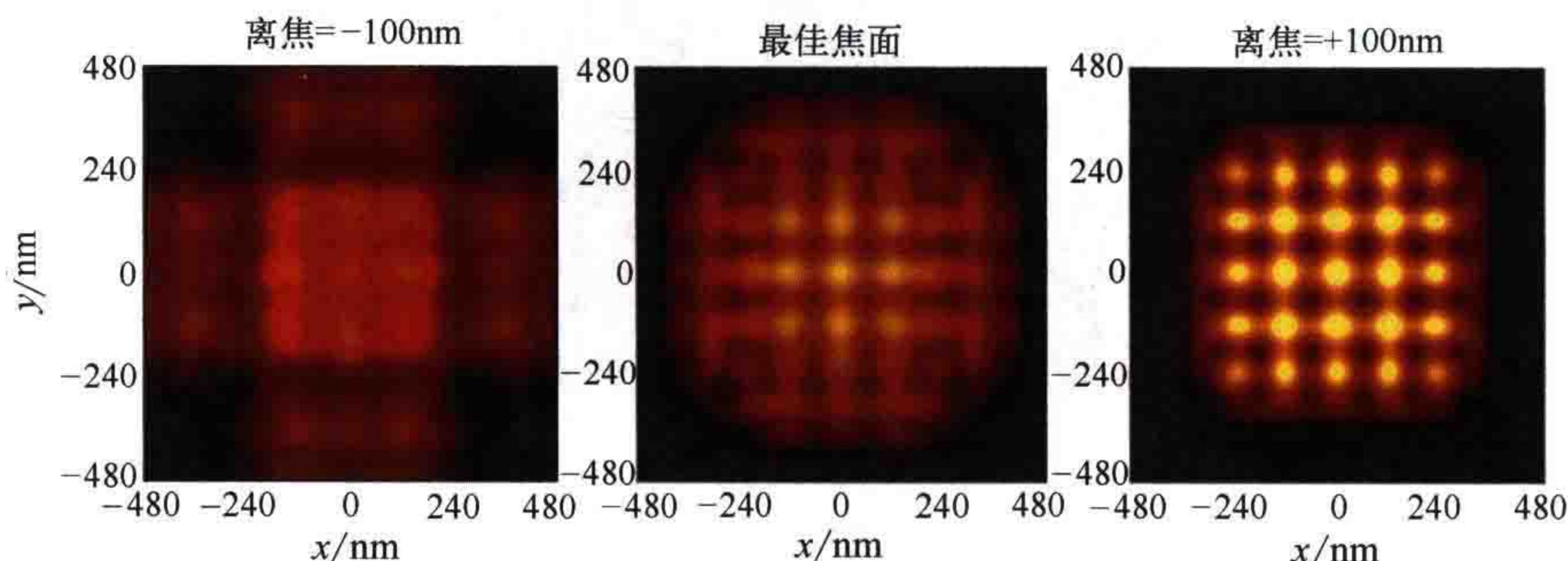


图 8.13 球差 $Z_9=0.25$ 时接触孔阵列的空间像。仿真参数同图 8.2

从图 8.15 可以看到球差对成像的另一个重要影响: 工艺窗口倾斜。在实验数据中可以经常观察到这种现象。

众所周知，会聚光穿过介质界面时会产生球差^[8]。掩模保护膜和光刻胶都会产生这种界面，导致光刻系统产生球差。此外，掩模上微小图形对光的衍射也会引入类似球差的成像效应^[9]。很多种光学效应都可能导致球差和类球差效应，因此球差在先进光刻成像系统的设计和优化中非常重要。

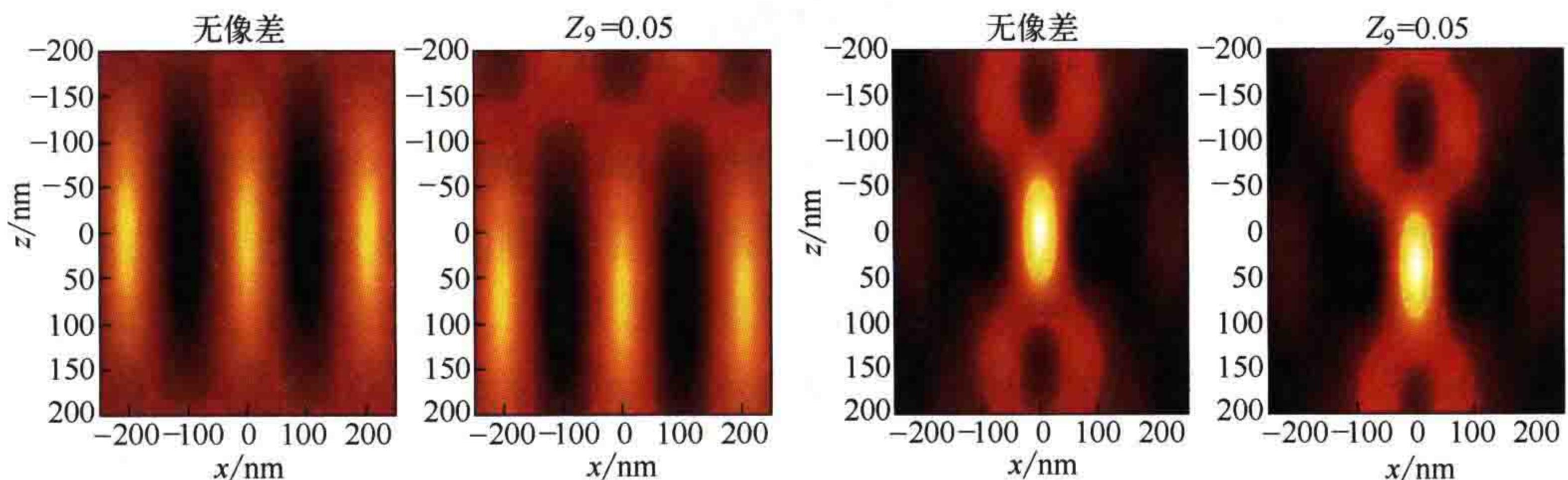


图 8.14 100nm 空图形的体像，衍射受限成像与含球差 ($Z_9=0.05$) 成像。左图图形的周期为 200nm，右图图形的周期为 500nm。成像条件：6% 衰减型相移掩模，波长 193nm，纯水浸没，数值孔径 1.35，二极照明 $\sigma_{in}/\sigma_{out}=0.5/0.7$ ，张角为 40°

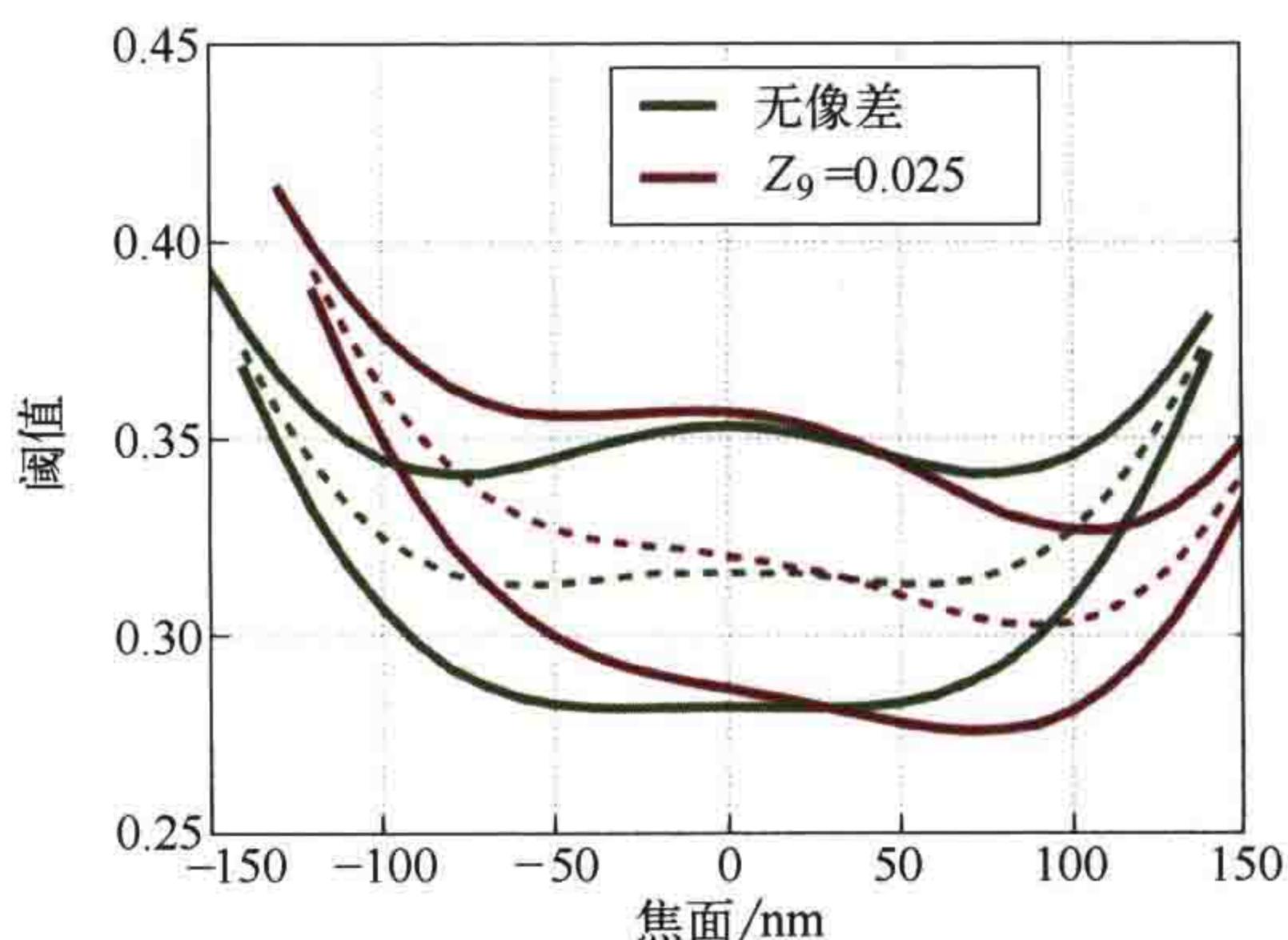


图 8.15 周期 180nm、线宽 45nm 线条图形的工艺窗口。衍射受限成像与含球差 ($Z_9=0.05$) 成像。其他成像条件：6% 衰减型相移掩模，波长 193nm，纯水浸没，数值孔径 1.35，二极照明 $\sigma_{in}/\sigma_{out}=0.5/0.7$ ，极张角 40°

8.1.7 三叶像差

三叶像差是本书中介绍的最后一类泽尼克像差。三叶像差也由光瞳极径的奇数阶多项式表示。与彗差类似，三叶像差会导致成像不对称。由于存在 $\cos(3\omega)$ 和 $\sin(3\omega)$ 项，三叶像差导致的图像失真具有三次对称性。这可以从表 8.1 所示的接触孔空间像中观察到。 5×5 接触孔阵列的空间像如图 8.16 所示。

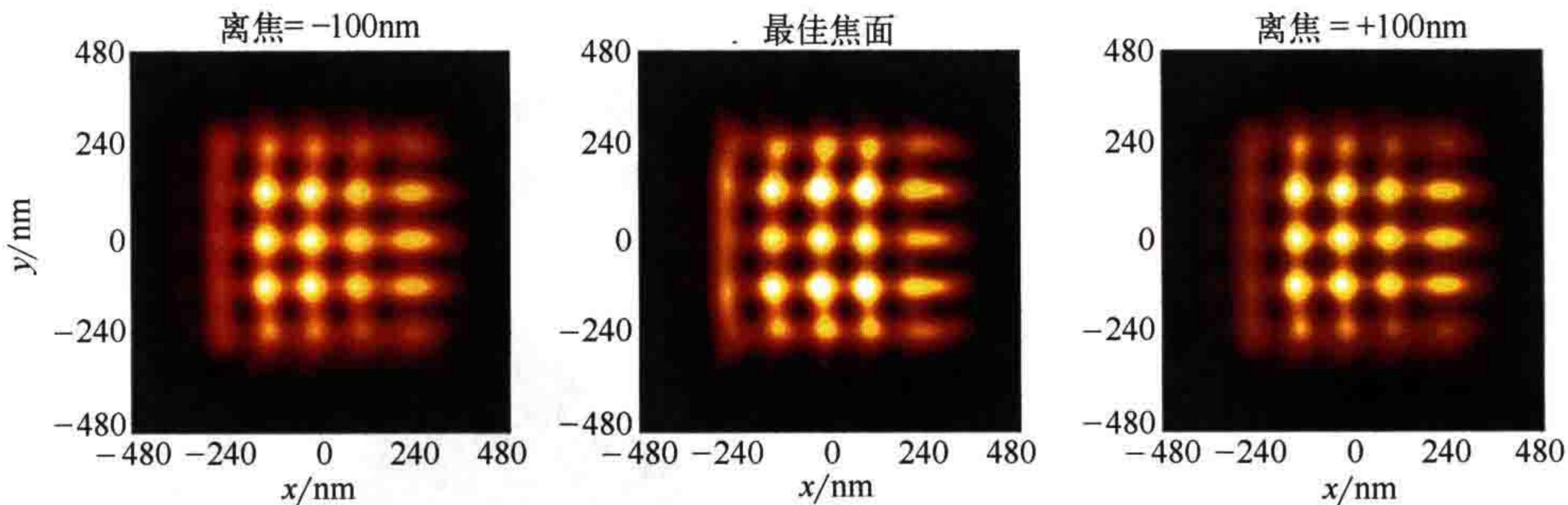


图 8.16 三叶像差 $Z_{10}=0.5$ 时接触孔阵列的空间像。仿真参数同图 8.2

8.1.8 泽尼克波像差总结

表 8.2 总结了几种波像差导致的光刻效应。更多讨论请见 Brunner^[6]、Flagello 等人^[10]以及 Smith 和 Schlierf^[11]的文章。前文仅讨论了第 2 至第 11 项泽尼克多项式。光刻投影物镜的像差一般可用 36 项泽尼克多项式表示，有时甚至需要更多项，例如高阶像散、彗差、球差以及四叶像差、五叶像差等高阶对称项。这些项对成像的影响与前面章节中讨论的效应类似。但是，研究表明高阶像差（含光瞳半径 ρ 和方位角 ω 高阶项的像差）对成像的影响与衍射级次在光瞳面的位置、图形周期、尺寸之间的关系更加复杂。

表 8.2 主要波像差及其对光刻成像的影响

像差类型	对光刻成像的影响
像散	与图形方向有关的焦面偏移
球差	与图形方向和周期有关的焦面偏移；半密集和孤立图形的工艺窗口倾斜
波前倾斜	全局图形放置误差
彗差	与特征尺寸有关的放置误差与成像不对称

上一节的仿真中设定的泽尼克系数的大小为 $0.05 \sim 0.5$ [$50 \sim 500 m\lambda$ (千分之一波长)]。这么大的像差对于光刻投影系统来说是不可接受的。仿真中设置的值较大只是为了突出关键光刻效应。光刻投影物镜的波像差总大小一般为几 $m\lambda$ 。由于光刻投影物镜的像差很小，所以可以开发线性模型或者简化模型，进行波像差效应仿真（见参考文献 [10, 12, 13]）。

已存在多种波前与泽尼克系数测量技术。光刻机用户无法使用光路穿过投影物镜的相位测量干涉技术进行像差测量。因此，人们研发了多种像差间接测量技术。所有这些技术都使用检测标记的成像特征表征光刻机的像差。在前文关于彗差的讨论中，已经提到了框套框（box-in-box）测试和五线测试等像差监测技术。其他技

术使用不同周期的光栅、接触孔^[14]、圆形相位物体^[15]或专门设计的相移掩模^[16]进行像差测量。

也可以从光学投影物镜设计程序的输出中获得已知设计的泽尼克系数。将这种物镜设计程序与光刻仿真软件耦合使用，可作为光刻投影物镜优化的另一种技术手段。

8.2 杂散光

光学系统中的“杂散光”一词是指杂光或沿非设计方向散射的光。粗糙表面、不均匀材料与划痕对光的散射与反射都可能引起杂散光。高斯型表面的散射光强度正比于 $1/\lambda^2$ 。波长较短时，尤其是使用 193nm^[17] 和 EUV 光谱范围内的波长时^[18, 19]，杂散光更严重。杂散光的方向既可以分布在一定的角度范围之内，也可以在某些特定方向上。镜面散射光可能是由光学表面划痕引起的。对镜面反射进行建模需要知道光学系统的详细信息以及引起镜面反射的几何结构信息。光刻仿真一般无法获得镜面杂散光建模所需的信息。光刻系统必须避免产生镜面散射光。下面仅讨论随机散射光。

下面仅讨论投影物镜中光散射导致的杂散光。这种类型的杂散光对应于光瞳函数的高频分量，无法利用泽尼克多项式进行拟合。来自光瞳的非镜面杂散光会降低空间像对比度，并导致空间像中的亮场图形发生展宽。非镜面杂散光按照其影响范围可以分为几类^[20]。短程杂散光主要是由透镜精加工误差引起的，影响范围可达数微米。短程杂散光可能会影响 OPC。透镜材料的不均匀性和镀膜缺陷会引起中程杂散光，影响范围可扩展到几十到几百微米。中程杂散光会导致像面发生与图形密度有关的 CD 变化。物镜内表面对光的反射和表面污染会引起长程杂散光，影响范围从几百微米到几毫米。长程杂散光会影响最佳曝光剂量。

光刻系统的其他部分也会产生杂散光。照明系统中的杂散光会导致掩模面照明方向发生变化，即光源形状发生微小变化。使用实测光源形状可以解决照明系统的杂散光问题。掩模的表面粗糙度，尤其是掩模线边粗糙度，也会引起杂散光效应^[21]。

本节剩余部分中，我们将讨论两种不同的杂散光模型，一种是简单的常数杂散光模型，另一种是基于功率谱密度（PSD）的杂散光模型。

8.2.1 常数杂散光模型

以往通过对空间像强度进行一定的偏置来描述杂散光效应，这种模型通常可以写为

$$I(x, y) = I_0(x, y)(1 - f_m) + f_m f_b \quad (8.3)$$

式中, $I_0(x, y)$ 是不含杂散光的空间像强度分布。

根据杂散光强度 f_m 对不含杂散光的空间像强度进行调制, 空间像强度减小。同时将杂散光强度作为背景光添加到调制后的空间像中。设置参数 f_b 对常数背景光强进行加权。该参数主要由掩模上透光图形的平均密度决定。 f_m 和 f_b 都是经验参数, 与表面粗糙度、材料不均匀性和掩模图形无关。

图 8.17 显示了常数杂散光参数对简单线空图形空间像影响的仿真结果。可以看出, 增加 f_m 和 f_b 会增大背景光强、降低空间像对比度。杂散光对空间像的影响与图形大小、相邻图形无关。

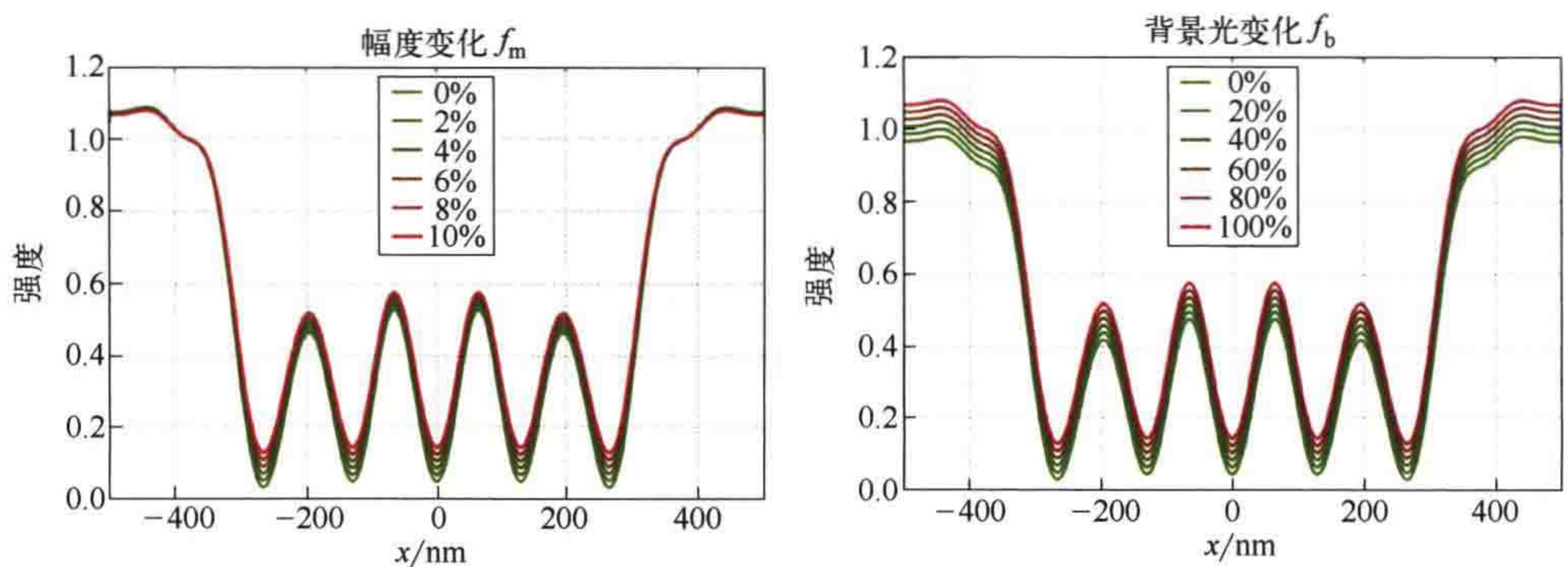


图 8.17 不同杂散光水平下周期为 130nm、含 5 个 65nm 线条图形的空间像截面图。

左图为不同水平的杂散光强度图, 右图为不同水平的背景光强度图。

成像条件: 波长 193nm, 纯水浸没, 数值孔径 1.35, 环形照明 $\sigma_{in}/\sigma_{out}=0.4/0.7$,
 y 偏振照明。默认杂散光参数: $f_m=10\%$, $f_b=100\%$

常数杂散光模型易于在空间像仿真中实现, 但是它并没有包含散射光分布信息以及与图形间距有关的所有效应。因此, 该模型不适用于杂散光量较大的系统, 特别是 EUV 光刻系统。

8.2.2 基于功率谱密度的杂散光模型

通过将无杂散光空间像 $I_0(x, y)$ 与光瞳 $PSD_\phi(x, y)$ 相位 (ϕ) 误差的功率谱密度进行卷积, 可以对杂散光效应进行更准确的建模。利用统计光学原理得到 PSD 模型。该模型考虑了元件表面和材料特有的散射特性, 常见的表达式如下^[22]:

$$I(x, y) = I_0(x, y)(1 - \sigma_\phi^2 - f_{dc}) + I_0(x, y) \otimes PSD_\phi(x, y) + f_{dc} \quad (8.4)$$

光瞳误差的相位方差 σ_ϕ^2 表示总积分散射, 即所有可能方向上散射光的积分:

$$\sigma_\phi^2 = \iint_{r_{min}}^{\infty} PSD(r, \omega) dr d\omega \quad (8.5)$$

f_{dc} 项用于表示额外的“类直流”型杂散光。这种杂散光无法用 PSD 描述，且通常很小。

式(8.6)~式(8.8)给出了一些光刻投影系统建模中常用的典型 PSD 函数^[22]。图 8.18 给出了这些 PSD 函数的线性坐标图和对数坐标图。图中各 PSD 函数的参数可使各函数的总积分散射(TIS)都为 9.2%。PSD 函数在杂散光的径向分布上存在明显差异。双高斯杂散光模型[式(8.6)]的值主要集中在半径较小的圆内。高斯分布中的指数函数描述了散射光随距离增大急剧衰减的现象。双分形模型[式(8.7)]和 ABC 模型[式(8.8)]在距离 r 较小时的函数形式有所不同。双分形模型和 ABC 模型都包括一个分形成分，用于表示长程杂散光。已证明将这种分形函数添加至简单的单一分形模型或 ABC 模型，有助于实验数据的拟合。通常，第二个分形分量 n_2 的阶数接近于 1^[22]。

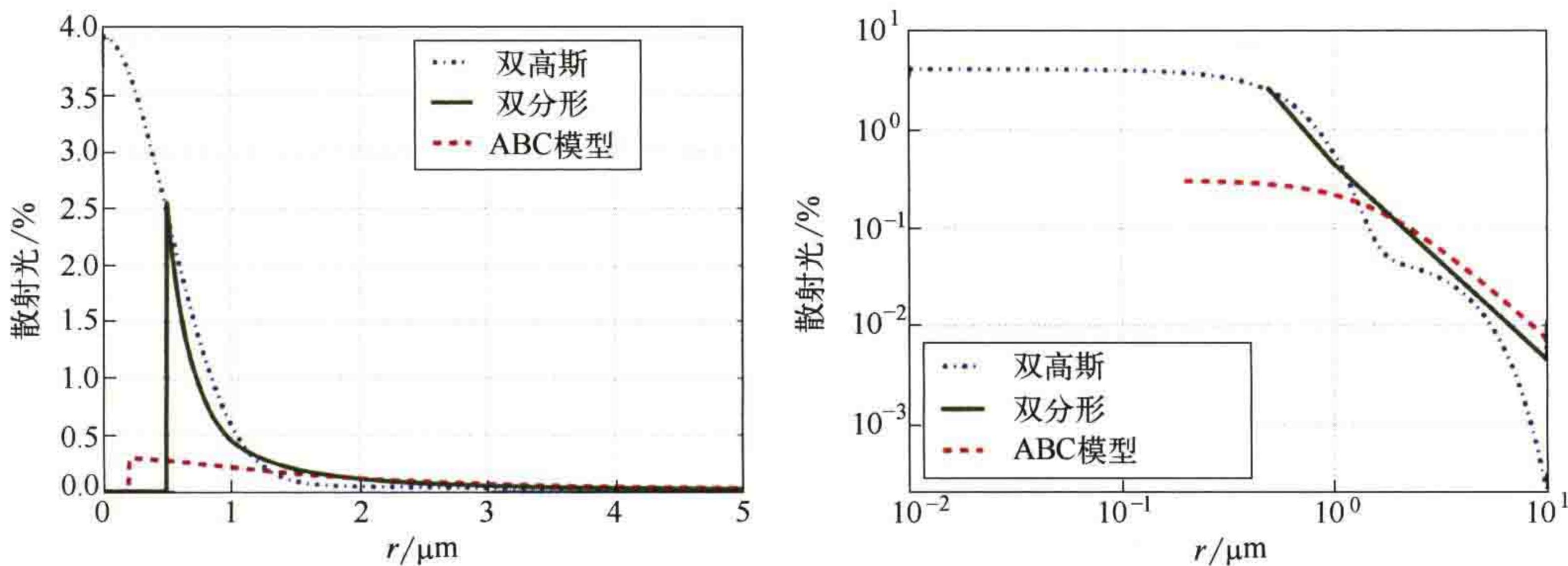


图 8.18 PSD 函数的线性坐标和对数坐标图。

双高斯模型参数为 $\sigma_1=0.0622$, $w_1=0.5$, $\sigma_2=0.03$, $w_2=3.0$ 。

双分形模型参数: $r_{min}=0.5$, $\xi_1=0.0045$, $v_1=1.0$, $v_2=1.0$ 。

ABC 模型参数: $r_{min}=0.2$, $A=0.003$, $B=0.4$, $v_1=1.0$, $r_2=1.0$, $v_2=1.0$

大多数情况下, r_{min} 半径范围内杂散光的 PSD 为 0。当 $r < r_{min}$ 时, 实际光瞳函数可采用泽尼克多项式表示。为了显示清楚, 图中 PSD 的 r_{min} 设定为不同值。实际应用中 r_{min} 的值接近 $3\lambda/NA$ 。

双高斯模型表示为:

$$PSD(r)=\frac{1}{2\pi}\left[\frac{\sigma_1}{w_1^2}\exp\left(\frac{-r^2}{2w_1^2}\right)+\frac{\sigma_2}{w_2^2}\exp\left(\frac{-r^2}{2w_2^2}\right)\right] \quad (8.6)$$

式中, 参数 w_1 、 w_2 和 σ_1 、 σ_2 分别表示两个高斯函数的宽度和幅度。

双分形模型的表达式为:

$$\text{PSD}(r) = \begin{cases} 0, & r < r_{\min} \\ \frac{\xi_1}{r^{\nu_1+1}}, & r_{\min} \leq r < r_2 \\ \frac{\xi_2}{r^{\nu_2+1}}, & r \geq r_2 \end{cases} \quad (8.7)$$

为了避免产生奇异值，分形杂散光模型必须始终从一定距离 r_{\min} 处开始取值。 $\xi_{1/2}$ 和 $\nu_{1/2}$ 分别是两个分形杂散光分量的幅度和阶数。分形阶数通常在 1.0 到 3.0 之间。根据杂散光关于半径 r 的连续性确定其他参数的值，进而确定第二个杂散光分量 ξ_2 的大小。半径 r_2 将两种分形模型的适用范围分开。

ABC 模型是双分形模型的一般形式：

$$\text{PSD}(r) = \begin{cases} 0, & r < r_{\min} \\ \frac{A}{1 + Br^{\nu_1+1}}, & r_{\min} \leq r < r_2 \\ \frac{\xi_2}{r^{\nu_2+1}}, & r \geq r_2 \end{cases} \quad (8.8)$$

式 (8.8) 提供了更高的自由度，便于在小距离 r 范围内拟合杂散光数据。通常，利用双分形模型和 ABC 模型可以很好地拟合实验数据。大多数情况下，双高斯模型的有效性低于这两种模型。

EUV 光刻中，杂散光的重要参数 r 的范围可能从几百微米扩展到几毫米。仿真杂散光效应时需要特别注意这一点。式 (8.4) 中的卷积计算需要已知无杂散光时的空间像。空间像的计算范围需要与 PSD 中 r 的范围基本一致。但是这并不一定需要进行大面积空间像精确仿真。大多数情况下，利用近似方法进行标准的空间像仿真就足够用了。

图 8.19 为不同 PSD 模型的杂散光仿真结果。为了显示它们之间的区别，仿真中使用了不同尺寸的暗场方孔图形。在没有杂散光的情况下，方孔的像非常清晰。

理论上，不透光方孔的空间像中存在完全没有光的区域（暗区）。杂散光导致这些区域的光总量增加。杂散光的空间特性决定了杂散光是否能够传播到更大方孔的中心位置。为了突出显示杂散光效应，图 8.19 对含杂散光的空间像等高线图进行了缩放，以凸显低强度值。双高斯杂散光模型在距离较远时下降最快。在如图所示的空间像中，两个最大的方孔仍然很暗，清晰可见。

如图 8.18 所示，在较大方孔（几微米）的尺寸范围内，双分形杂散光模型的 PSD 值远大于 ABC 模型的 PSD 值。因此，较大的方孔受此类杂散光的影响更严重。

方孔消失测试中常使用尺寸范围更大的方孔阵列来测量杂散光的径向分布^[23, 24]。

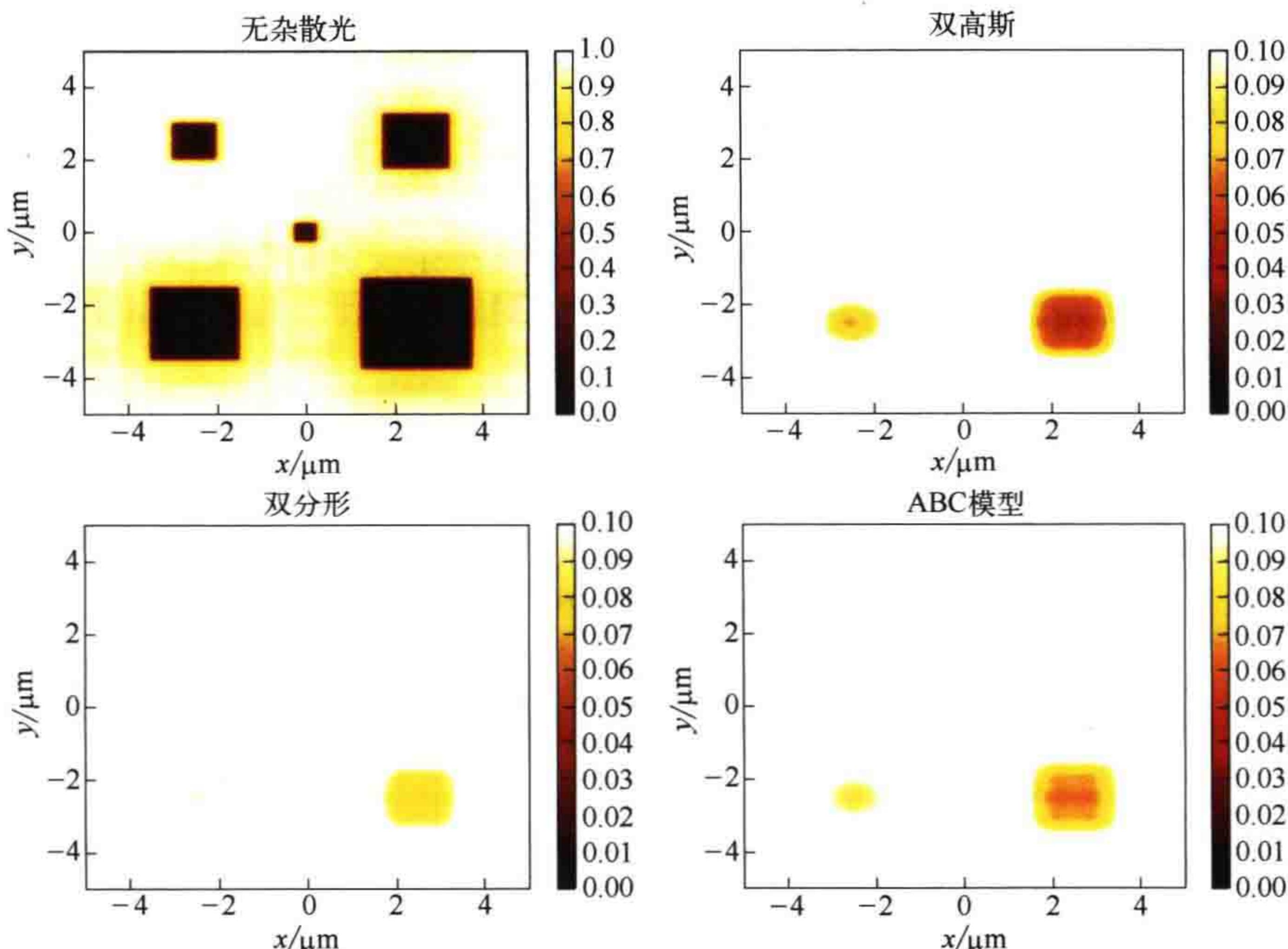


图 8.19 对不同大小方孔阵列图形的杂散光仿真结果。方孔的大小为从 0.5 (中间) 到 2.5 (右下)，按照步长 0.5 增大。仿真条件：波长 193nm，数值孔径 1.35，环形照明 $\sigma_{in}/\sigma_{out}=0.8/0.98$ 。三幅含杂散光空间像中的杂散光参数如图 8.18 所示

8.3 高 NA 投影光刻中的偏振效应

前面的章节采用标量模型描述光刻成像过程。标量模型中不包含任何偏振现象。高数值孔径系统的应用引入了几个非常重要的偏振效应。本节概述照明、掩模衍射、高 NA 投影物镜光瞳的描述方法，以及空气和光刻胶中成像需要考虑的偏振效应。首先介绍偏振和偏振态的定义。

电场矢量 E 的方向为光的偏振方向。通常，光由电场矢量方向随机分布的非偏振光以及电场方向固定的完全偏振光组成。偏振度（DoP）的定义为：

$$\text{DoP} = \frac{I_{CP}}{I_{CP} + I_{UP}} \quad (8.9)$$

式中， I_{CP} 和 I_{UP} 分别表示光的完全偏振分量的强度和非偏振分量的强度。

线偏振光的电场矢量方向不随时间变化，具有一个特定的偏振角。光刻技术中常用的偏振光是 x 或者 y 偏振光以及切向偏振光。 x 或者 y 偏振光的电场矢量在 x

或者 y 方向。切向偏振光的电场矢量的方向取决于光源点在照明光瞳中的位置。对于线空图形，TE 偏振或 TM 偏振分别表示平行或垂直于线条方向的电场矢量方向。

8.3.1 掩模偏振效应

尺寸达到小于或等于波长量级时，掩模图形对光的衍射与偏振密切相关。图 8.20 显示了密集线空图形掩模的衍射效率。衍射效率定义为衍射级次的强度与入射光强度之比，可利用不同的掩模模型进行计算。

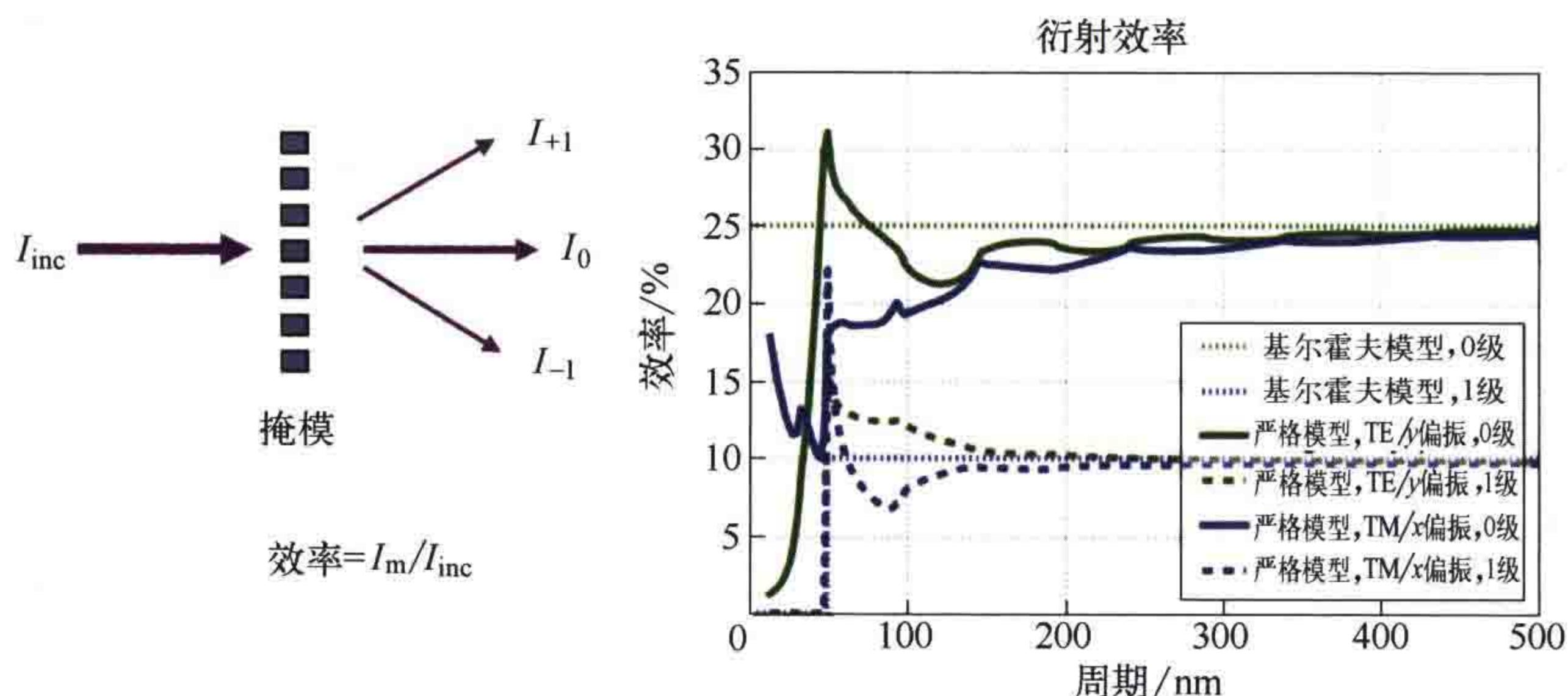


图 8.20 密集线空图形玻璃 - 铬二元掩模的衍射效率。

左图：光路和衍射效率定义。TE 和 TM 偏振分别定义为电场方向垂直于纸面和在纸面内的偏振。

右图：不同建模方法和偏振态情况下计算的衍射效率随掩模周期（硅片面）的变化图

标量基尔霍夫方法（见 2.2.1 节）表明衍射效率不随周期的变化而变化。对应某一衍射级次，掩模图形存在截止周期，在截止周期处衍射效率快速衰减。通过数值求解麦克斯韦方程组对掩模衍射光进行严格建模（见 9.1 节），物理上可正确地描述该问题。当掩模周期较大时，衍射效率与偏振无关。与基尔霍夫方法预测的结果基本一致。周期小于 200nm（硅片面）时，掩模衍射与偏振密切相关。特征尺寸较小的掩模会产生标量基尔霍夫方法无法预测的偏振效应^[25]。9.2.1 节将对掩模衍射效应进行详细的严格仿真分析。

8.3.2 成像中的偏振效应

光刻空间像由投影物镜出瞳出射的平面波相互干涉产生。干涉结果与平面波的偏振态密切相关。以两个平面波之间的双光束干涉为例进行证明（见图 8.21）。两列波的波矢定义了一个平面。光的偏振由电场矢量方向相对于该平面的方向决定。TE 偏振光的电场矢量方向与该平面垂直，TM 偏振光的电场矢量在平面内。

TE 和 TM 平面波的干涉图可以分别表示为^[26]：

$$I_{\text{TE}} = 2 \left[1 + \cos(2\tilde{k}x \sin \theta) \right] \quad (8.10)$$

$$I_{\text{TM}} = 4 \cos^2(\tilde{k}x \sin \theta) \cos^2 \theta + 4 \sin^2(\tilde{k}x \sin \theta) \sin^2 \theta \quad (8.11)$$

式中， θ 为两列波夹角的一半； $\tilde{k} = 2\pi n / \lambda$ 是折射率为 n 的材料中波矢的幅度。图 8.21 显示了不同 θ 情况下该公式的函数曲线图。正如预期，角度越大，干涉图周期越小。对于 TE 偏振光，两列干涉波的电场矢量始终相互平行。因此，干涉图的对比度与 θ 无关。相反，TM 偏振光电场矢量的方向和对比度随 θ 变化。当 $\theta=45^\circ$ 时，两个场矢量相互垂直，干涉图强度为常数，对比度为零。 θ 值继续增大，对比度就会发生反转。

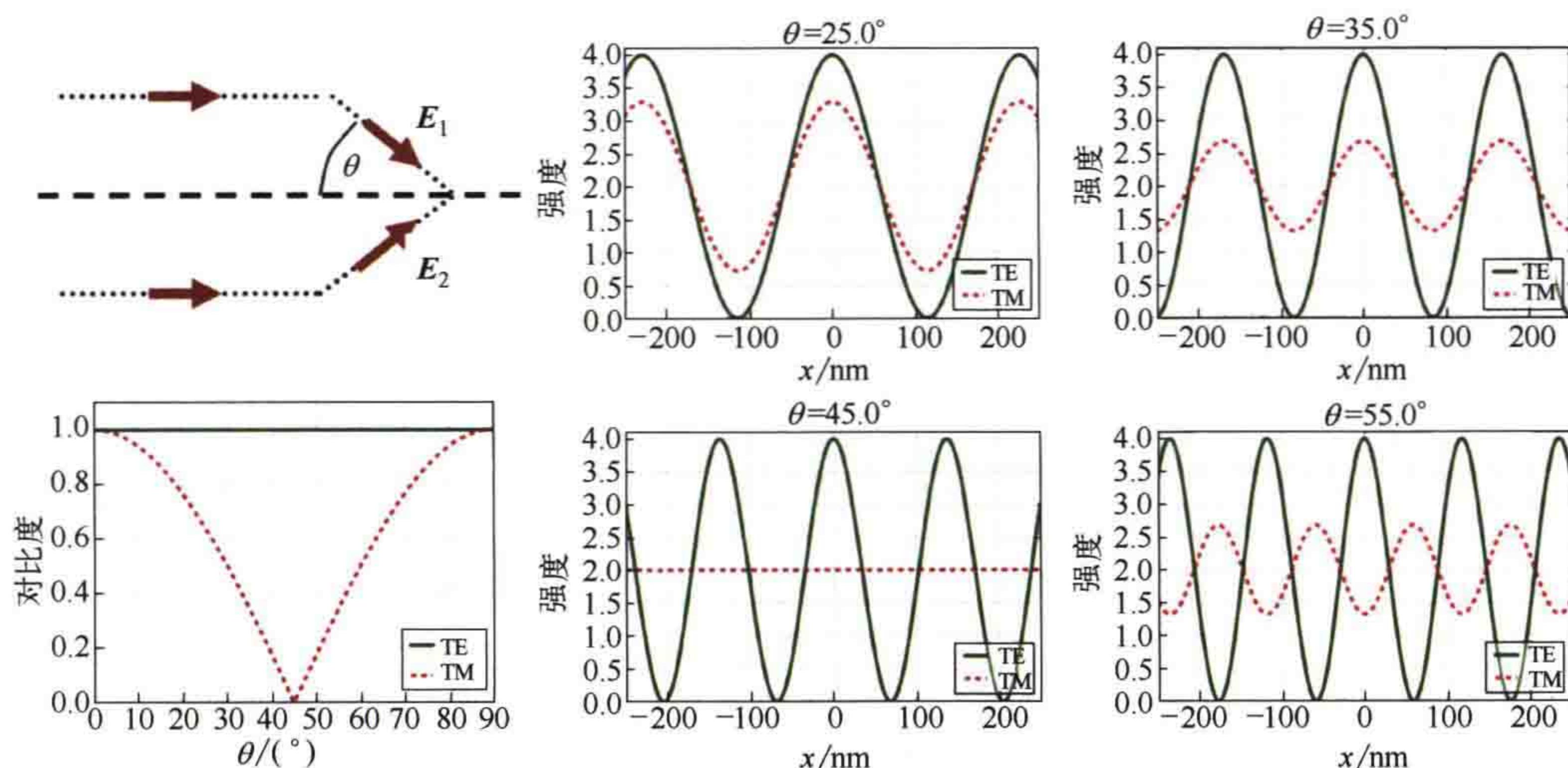


图 8.21 不同出射角情况下等强度 TE 和 TM 偏振光的双光束干涉成像。光路结构（左上），不同出射角 θ 情况下的干涉图（中间列和右列）以及成像对比度随 θ 的变化图（左下）

图 8.22 和图 8.23 显示了偏振效应对密集线空图形空间像的影响。图中所示为在不同掩模和照明条件下仿真生成的空间像。为了比较不同数值孔径下的空间像成

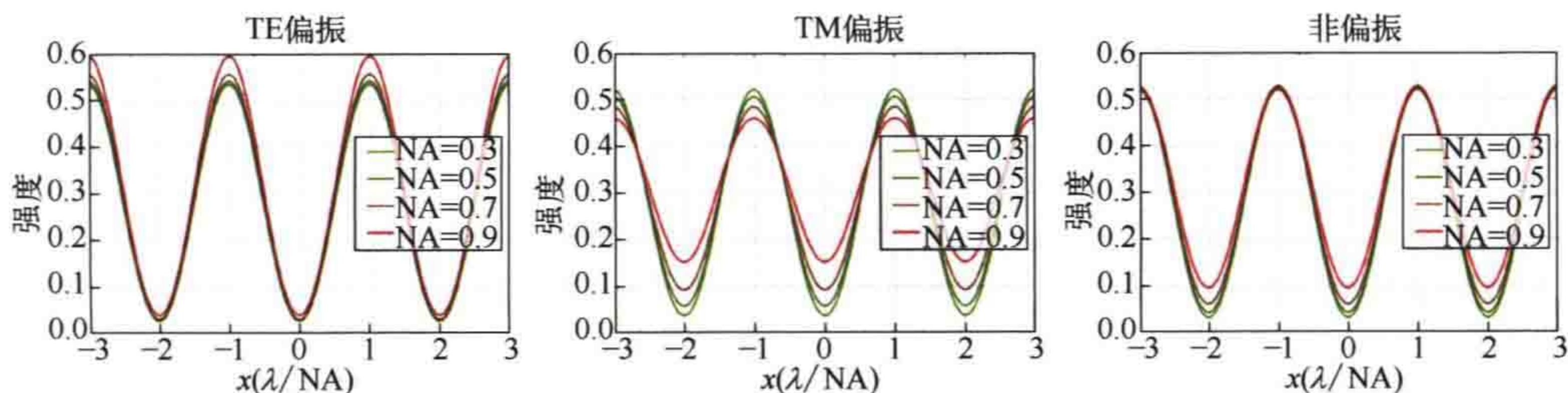


图 8.22 不同数值孔径、特征尺寸和偏振态下密集线空图形衰减型相移掩模的空间像。

为了保证 k_1 为常数值 0.5，利用数值孔径对掩模周期进行了归一化（NA=0.3 对应 $p=322\text{nm}$ ，

NA=0.5 对应 $p=193\text{nm}$ ，NA=0.7 对应 $p=138\text{nm}$ ，NA=0.9 对应 $p=106\text{nm}$ ）。

成像参数：波长 193nm，圆形照明，部分相干因子 $\sigma=0.7$

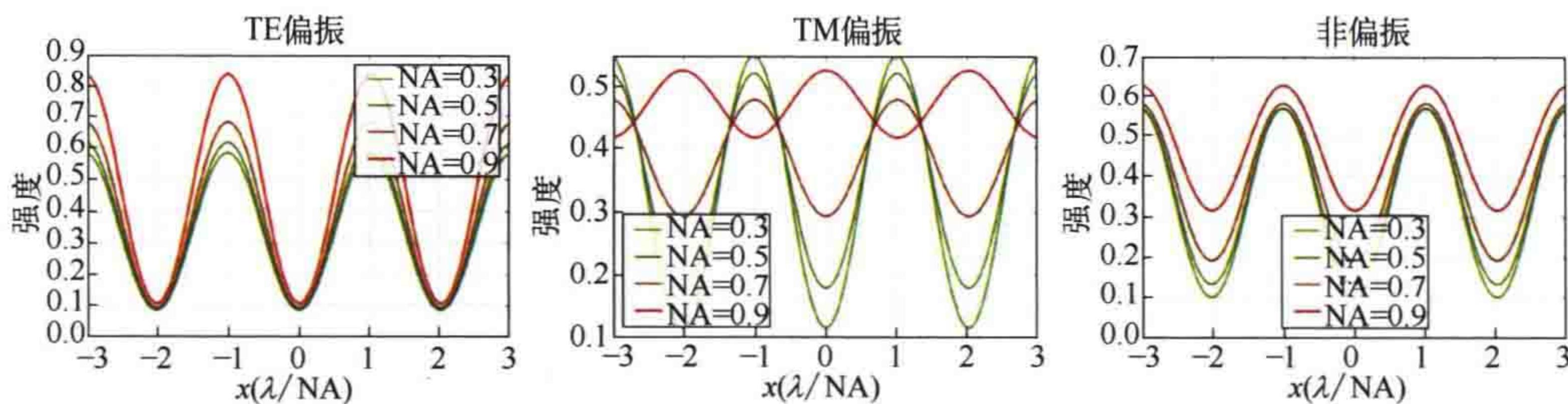


图 8.23 不同数值孔径、特征尺寸和偏振态下密集线空图形交替型相移掩模的空间像。

为了保证 k_1 为常数值 0.3，利用数值孔径对掩模周期进行了归一化（NA=0.3 对应 $p=193\text{nm}$ ，NA=0.5 对应 $p=116\text{nm}$ ，NA=0.7 对应 $p=82\text{nm}$ ，NA=0.9 对应 $p=64\text{nm}$ ）。

成像参数：波长 193nm，圆形照明，部分相干因子 $\sigma=0.3$

像结果，对掩模图形的周期进行了缩放，以获得恒定的阿贝 - 瑞利因子 k_1 。图中利用 k_1 因子对 x 轴坐标进行了归一化。

在高数值孔径、 $k_1=0.5$ 左右大小的工艺因子条件下对衰减型 PSM 进行成像，采用 TM 偏振光获得的空间像对比度显著降低，非偏振光照明条件下的对比度损失不明显。在 $k_1=0.3$ 和 TM 偏振光照明条件下对交替型 PSM 进行成像，NA 达到图中最大值时空间像波峰和波谷发生反转，非偏振光的偏振效应仍然非常重要。

8.3.3 光刻胶与硅片膜层材料界面引起的偏振效应

光学光刻技术中，空间像位于基底膜层顶部的光刻胶中。在许多情况下可以认为这些薄层是平面的。光在各层界面的反射与折射导致了两个重要效应。首先考虑在光刻胶与空气 / 浸没液界面发生的效应。光在该界面的折射改变了干涉平面波的方向以及 TM 偏振光的成像对比度。此外，光在光刻胶表面的反射率和透射率取决于入射光的方向和偏振态。图 8.24 为光在空气 / 光刻胶界面的反射率仿真数据。

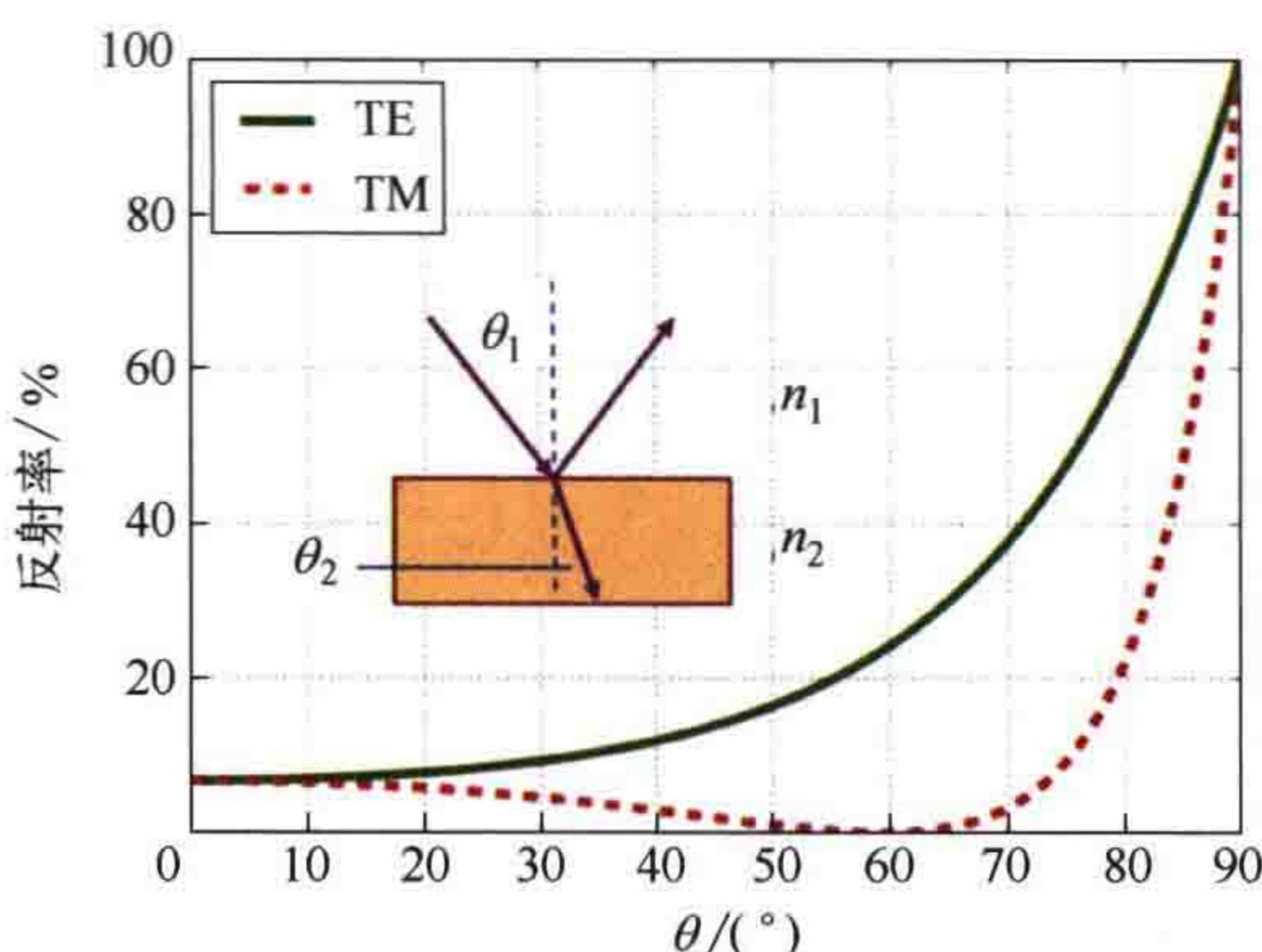


图 8.24 TE 和 TM 偏振光入射至空气 / 光刻胶界面 ($n_1=1.0$, $n_2=1.7$) 的反射率随着入射角的变化图。图中嵌套的子图为光路结构

设入射角为 θ_1 、上 / 下材料的折射率为 n_1/n_2 ，光的传播方向遵循斯涅耳定律：

$$\sin \theta_2 = \frac{n_1}{n_2} \sin \theta_1 \quad (8.12)$$

菲涅耳公式为：

$$R_{\text{TE}} = \left(\frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \right)^2 \quad (8.13)$$

$$R_{\text{TM}} = \left(\frac{n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2} \right)^2$$

菲涅耳公式分别给出了 TE 偏振光和 TM 偏振光的反射率与入射角 θ_1 的关系。TE 偏振光的反射率随着入射角的增大单调递增。TM 偏振光存在一个特殊入射角，在这个入射角下 TM 偏振光不会发生反射，这个特殊的角度就是布儒斯特 (Brewster) 角：

$$\theta_{\text{Brewster}} = \arctan \frac{n_1}{n_2} \quad (8.14)$$

与 TE 偏振光相比，TM 偏振光与光刻胶的耦合效率更高，特别是在入射角较大的情况下。但 TM 偏振光的成像对比度较低。

可以用传输矩阵法描述（例如参考文献 [27]）光在平面膜层中界面上的折射和反射。这种方法将菲涅耳公式〔式 (8.13)〕和其他描述光在均匀介质层内传播和吸收的项组合在一起。

该方法还可以描述不同界面反射光之间的干涉。传输矩阵法提供了解析数学表达式，可计算多层膜层中任意位置处向下和向上传播的光，适用于任意层数的膜层，以及任意折射率 n 、消光系数 k （或吸收系数 $\alpha=4\pi k/\lambda$ ）、任意入射角和偏振态。下面给出一些具体的例子。

图 8.25 为 x - z 向光刻胶内空间像（体像）的仿真结果，入射平面波与光刻胶表面法向量的夹角为 θ 。光刻胶位于硅基底上。波长为 193nm 时，硅基底会反射大量的入射光。入射光与反射光干涉，产生驻波。驻波与由光刻胶吸收导致的强度损失叠加在一起。垂直入射光的反射与偏振态无关。因此，当 $\theta=0^\circ$ 时 TE 偏振光和 TM 偏振光的光强分布相同，只有一种光强分布。

斜入射情况下像的强度与光的偏振态密切相关。空气 / 光刻胶界面的布儒斯特角为 59.5° 。入射角 $\theta=60^\circ$ ，与布儒斯特角非常接近，因此 TM 偏振入射光的平均强度高于 TE 偏振入射光。另一方面，对于 TE 偏振，入射光和反射光的电场矢量平行，导致驻波的对比度很高。TM 偏振光的电场矢量之间不平行，可以观察到驻

波存在明显的对比度损失。

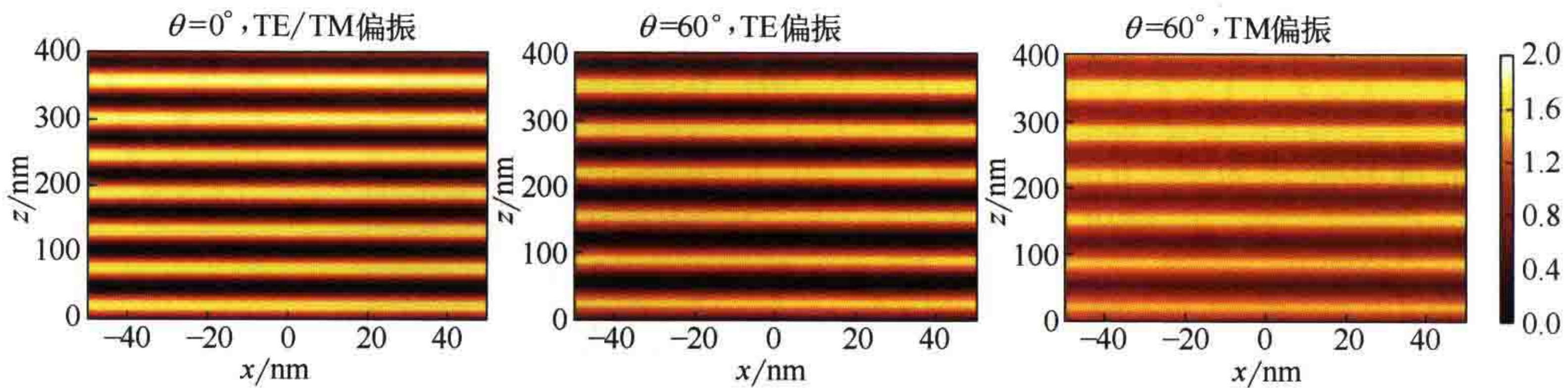


图 8.25 不同入射角和偏振态下光刻胶内的光强分布仿真结果。光刻胶参数: $n=1.71$, $A_{\text{Dill}}=0.0\mu\text{m}^{-1}$, $B_{\text{Dill}}=1.319\mu\text{m}^{-1}$ 。光刻胶位于硅基底 ($n=0.9096$, $k=-2.797$) 上。入射光是波长为 193nm 的平面波

图 8.26 为仿真得到的双光束干涉曝光 x - z 向体像。TE 偏振光成像对比度高, TM 偏振光耦合效率高。图中显示了两种基底材料和两种偏振态条件下像的强度分布。玻璃基底的折射率接近光刻胶的折射率, 反射回光刻胶内的光强很弱, 线空图形的对比度很高。TM 偏振光与光刻胶的耦合效率更高, 但成像对比度低。

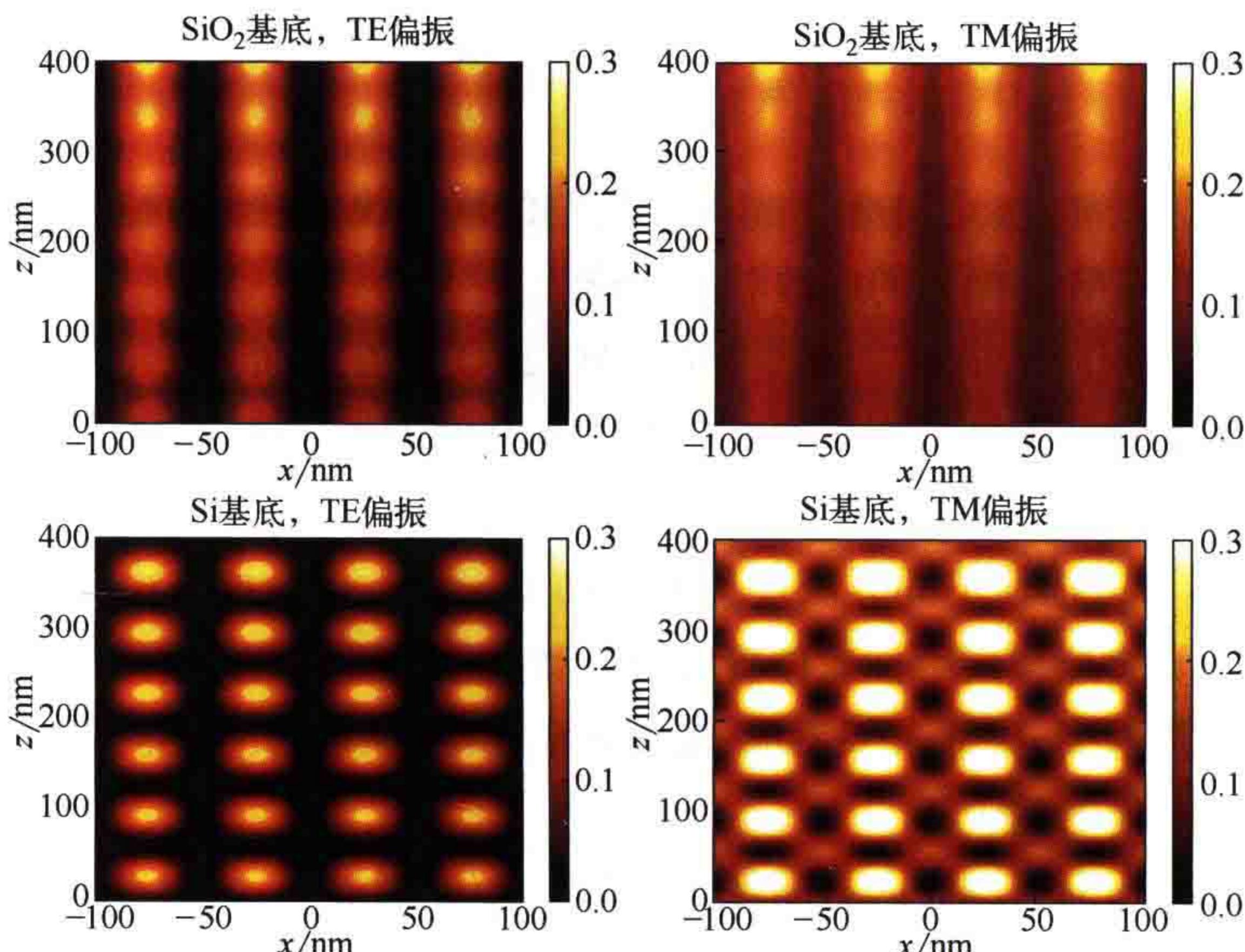


图 8.26 双光束干涉成像条件下光刻胶内的光强分布仿真结果。
光刻胶厚度为 400nm。第一行: 光刻胶位于玻璃基底 ($n=1.5$, $k=0$)。
第二行: 光刻胶位于硅基底 ($n=0.9096$, $k=-2.797$)。
第一列入射光为 TE 偏振光, 第二列为 TM 偏振光。设置: 波长 193nm,
入射角 $\pm 70^\circ$ 。光刻胶参数: $n=1.71$, $A_{\text{Dill}}=0.0\mu\text{m}^{-1}$, $B_{\text{Dill}}=1.319\mu\text{m}^{-1}$

图 8.26 第二行是硅基底对应的强度分布。可以看到线空图形的像与高基底反射率引起的驻波发生了叠加。驻波如图 8.25 所示。Flagello 和 Milster^[28] 对这一问题进行了详细讨论。