

激光光刻中的超分辨现象研究*

沈亦兵 杨国光 侯西云

(浙江大学现代光学仪器国家重点实验室, 杭州 310027)

摘 要 激光光刻是加工微光学及二元光学掩模的主要手段。光刻的最细线宽对所加工的二元微器件性能起决定作用。本文导出了会聚的高斯光束用于激光光刻时在光刻胶内的光场近似分布形式, 由此可判断出能光刻线条的分辨力。若入射高斯光束受到振幅或相位调制时, 胶层内的光强分布将发生变化, 从而影响曝光线条的线宽和质量。计算看出: 当入射光中心环受到遮拦时, 可以得到超过光刻物镜极限分辨的线条宽度($0.6 \mu\text{m}$), 但此时对曝光能量控制要求很高。在激光直接写入系统上的曝光试验结果与理论计算相符。

关键词 二元光学, 激光直写, 微光刻。

1 引 言

微光学及二元光学是光学中近期出现的一个新分支, 其器件的加工和制作采用类似于集成电路的制作方法。其中, 二元器件的掩模制作是关键工艺。通常制作掩模板的方法有^[1]: 1) 在掩模板光刻胶上用激光直接写入(简称 LDW); 2) 用电子束曝光进行微光刻。激光光刻形成的最小特征线宽对二元器件的性能有很大影响。因此, 激光光刻时设法在光刻胶上获得曝光物镜的极限分辨力线条或超过极限的线条具有很大的实用意义。本文推导了会聚光束在光刻胶胶层内的光强分布以及入射光束中心遮拦情况下的光强分布, 从光强分布出发对影响曝光特征线条的因素作了探讨和研究。在入射光中心遮拦时胶层内干涉形成驻波场, 由计算看出光强干涉叠加形成的驻波场分布将能得到超过曝光物镜极限分辨力的线条。在极坐标激光直写系统上的试验结果证实了这一点, 试验结果与理论分析相符。

2 激光直写系统

极坐标激光直接写入系统框图如图 1 所示。掩模、掩模吸附机构及整平机构安置在高精度旋转平台上, 光刻物镜、自动调焦机构装在精密平动工作台上。把 He-Cd 激光(442 nm, 70 mW)经声光调制器, 再准直后会聚在涂有光刻胶的基片表面上。通过转台回转, 工作台直线微进给, 以极坐标方式实现圆对称图案激光光刻。该系统中除了工作台的精密移动定位和掩模工作台的转动稳速控制外, 声光调制和自动调焦对曝光特性有很大影响。

系统中的声光调制器起稳定和控制光强作用。若掩模工作台转动过程中角速度恒定, 则曝光点在掩模上不同半径位置的能量将有很大差别。引入光功率控制能保证在不同曝光环带

* 国防预研基金资助项目。

收稿日期: 1998-07-13; 收到修改稿日期: 1998-09-09

上单位时间单位面积上曝光能量趋于一致。光功率控制精度将直接影响加工器件的质量。由于系统使用的 He-Cd 激光器受温度、气流等因素影响比较严重,输出功率约有 10%~20% 的波动。这对光刻线条一致性是个不利因素。因此,在光强调制后还必须对它进行稳定。曝光过程中,光束应始终会聚于光刻胶的上表面。离焦将造成光斑的迅速扩大,使光刻特征线宽增加。转台的轴向窜动、基片的倾斜、胶面的不平都将造成离焦。自动调焦的作用是在加工过程中实时地补偿离焦。

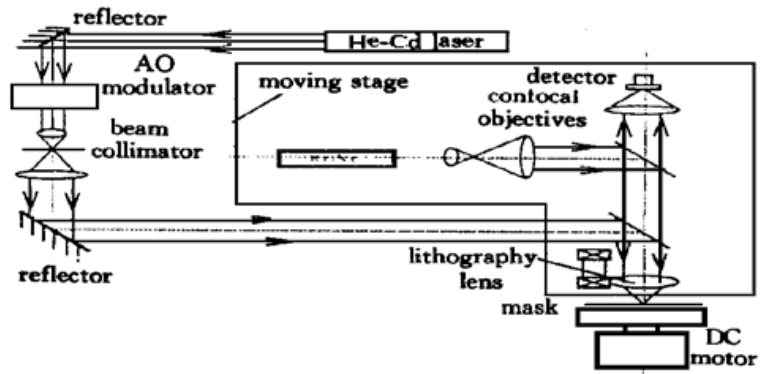


Fig. 1 Schematic illustration of laser direct writing system

3 光刻胶内光强分布

像在光刻胶内形成和传播可以用在不同条件下近似的标量衍射理论和全矢量衍射理论来描述。近期有研究表明复杂的矢量衍射理论可以用于光刻像形成问题,但它是以复杂模型和超常计算为代价的,很少有人对是否需要这样复杂作出判断。由于标量近似在光学的各个方面被广泛应用且在很多情况下是精确的,所以各种不同的标量模型被用来分析光刻胶内光强分布^[2, 3],其中有零级标量模型、一级校正的标量模型、二级校正的标量模型和全标量模型。

这几种方法在计算胶层内像的强度时仍然假设可分离性是成立的,即总的光强可通过独立计算空间像的强度和胶层内驻波强度相乘得到。它们可表达为

$$I(\rho, z) \approx I_a(\rho)I_s(z) \quad (1)$$

这里 $I(\rho, z)$ 为像强度空间分布, $I_a(\rho)$ 为空气中空间像沿 ρ 的分布, $I_s(z)$ 为平面光波垂直入射到涂胶的基底上计算得到的驻波强度,位置关系如图 2。这些方法对数值孔径较大的成像物镜不适用。本文将应用标量衍射理论在近似情况下推导激光光刻时胶层内的强度分布。

直写系统在制作掩模时采用 AZ1350 型薄胶,其胶层厚度随涂胶转速发生变化,范围在 0.5~1.0 μm 左右。若激光直写设备中采用的主曝光物镜数值孔径较小,一级校正的标量模型就能很好计算出胶层中光场。实际系统中曝光物镜数值孔径较大,用一级校正无法精确计算出胶层内驻波场分布。与一级校正不同,本文在作出如下近似后能对场分布作出估算:

1) AZ1350 光刻胶的复折射率为 $n = 1.65 - 0.02i$,光刻胶层很薄,因此忽略吸收对光场分布的影响,取 $n = 1.65$ 。

2) 为了增加胶与基底的结合力,基底板镀有金属铝反射膜。在以下计算中作了全反射近似,理论上光在胶层内会出现无穷多次反射。以 θ 角入射的光线 0 经过空气与胶层的界面时大部分光折射进入胶层(图 3),进入胶层的光线 1 被基底与胶层处的金属膜反射,反射后的光线 2 射向胶层的前表面,其部分光线透射后 2' 返回空气层,其余部分反射后 3 继续在胶层内传播。光在胶层内经过一次反射并在胶层与空气处第二次反射时绝大多数能量被透射,估算知第二次反射后的能量不大于入射能量的 1.5%~6%。因此,假设胶层内第二次反射后的能量可忽略不计。计算光进入胶层后复振幅的分布可由以下步骤得到:首先求出光在进入胶层后未经反射时在如图 2 所示的任意点 $Q(\rho, z)$ 的复振幅;再求出光在进入胶层后经过底面金

属层一次反射后在任意点 $Q(\rho, z)$ 的复振幅, 要注意的是光经基底表面反射后要改变一定的相位 ϕ , 最后将前面求出的两复振幅相加计算它们的复共轭即可得在 $Q(\rho, z)$ 点的光强。

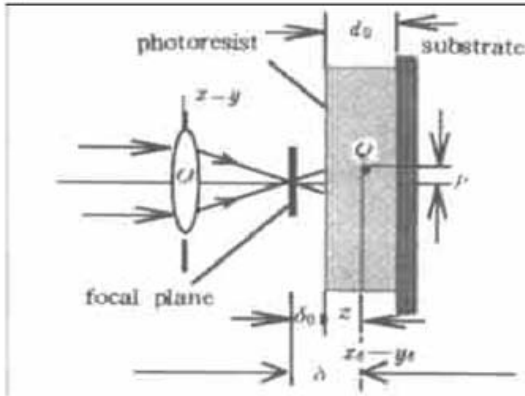


Fig. 2 Positional relations

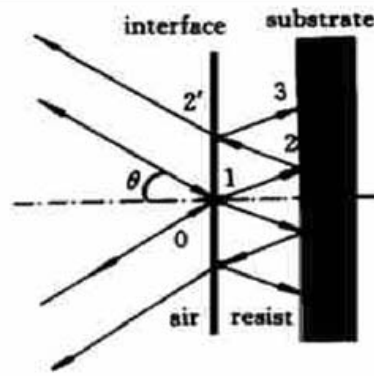


Fig. 3 Light traces in photoresist

1) 光线进入胶层后任意点 Q 的振幅等于离焦位置 δ 处的振幅(见图 2), 此处焦面在胶层上表面前。离焦量可由下式表示

$$\delta = \delta(\tau) = \delta_0 + z/n \tag{2}$$

利用单色光经过衍射孔 Σ 后用菲涅耳公式可求出距衍射屏 z 的场振幅分布^[4]

$$U_\delta(x_\delta, y_\delta) = \frac{\exp \{i[k/2(f + \delta)](x_\delta^2 + y_\delta^2)\}}{i\lambda(f + \delta)} \iint_\Sigma U_0(x, y) \exp [i \frac{k}{2f}(x^2 + y^2)] \times \exp \{-i[k/(f + \delta)](xx_\delta + yy_\delta)\} dx dy \tag{3}$$

式中 $k = 2\pi/\lambda$ 为波数; f 为光刻物镜的焦距; $x-y$ 为衍射孔面的坐标; $x_\delta-y_\delta$ 为观察屏面, 即离焦面上的坐标; $U_0(x, y)$ 为紧靠衍射屏的入射振幅分布。透镜作为衍射孔将引入相位延迟 $\exp [-i(k/2f)(x^2 + y^2)]$, 值得注意的是此处焦距 f 不能被离焦量 $f + \delta$ 取代。上式中 x_δ 和 y_δ 是离焦面上的坐标。若函数 $U_0(x, y)$ 为圆对称, 则将 $x-y$ 平面和 $f_{x_\delta} f_{y_\delta}$ 频谱面作如下的变换成为极坐标

$$r = \sqrt{x^2 + y^2}, \quad x = r \cos \theta, \quad y = r \sin \theta, \quad \theta = \arctan (y/x), \quad \phi = \arctan (y_\delta/x_\delta),$$

$$f_{x_\delta} = \frac{x_\delta}{\lambda(f + \delta)} = \rho \cos \phi, \quad f_{y_\delta} = \frac{y_\delta}{\lambda(f + \delta)} = \rho \sin \phi, \quad \rho = \frac{\sqrt{x_\delta^2 + y_\delta^2}}{\lambda(f + \delta)} \tag{4}$$

这里 (r, θ) 为光刻物镜面上的极坐标, $\lambda \rho \cos \phi, \lambda \rho \sin \phi$ 代表了 OQ 线的方向余弦, 将以上关系式代入(3)式并简化方程, 有

$$U_\delta(\rho) = \frac{2\pi \exp [i\pi\lambda(f + \delta)\rho^2]}{i\lambda(f + \delta)} \int_0^a U_{r,0}(r) \exp [-i \frac{\pi\delta r^2}{\lambda f(f + \delta)}] J_0(2\pi r \rho) r dr \tag{5}$$

其中, $J_0(2\pi r \rho)$ 是零阶贝塞尔函数, 积分上限 a 为入射光瞳半径。

2) 光线进入胶层并经过基底一次反射后在 Q 点的振幅推导类似过程 1)。这里不同的是离焦量以 δ' 代入。 δ' 的表达式如下

$$\delta' = \delta_0 + (2d_0 - z)/n + \phi \tag{6}$$

其中 d_0 为光刻胶层的厚度。这样就有 Q 点的光振幅 $U_{\delta'}(\rho')$

$$U_{\delta'}(\rho') = \frac{2\pi \exp [i\pi\lambda(f + \delta')\rho'^2]}{i\lambda(f + \delta')} \int_0^a U_{r,0}(r) \exp [-i \frac{\pi\delta' r^2}{\lambda f(f + \delta')}] J_0(2\pi r \rho') r dr \tag{7}$$

需要注意的是此方程中的 ρ' 与方程(5) 中的 ρ 不同, 它们的关系可表示为

$$\rho' = \sqrt{x_\delta^2 + y_\delta^2 / \lambda (f + \delta')} = \rho_\delta / \lambda (f + \delta') \tag{8}$$

3) 将(5) 式和(7) 式相加并化简就得到了胶层内 Q 点振幅表达式

$$U(\rho, \tau) = \frac{2\pi \exp [i\pi\lambda(f + \delta_0 + \tau/n)\rho^2]}{i\lambda(f + \delta)} \times \left[\exp [i\pi\lambda(\frac{2d_0 - 2\tau}{n} + \frac{\lambda}{2})\rho^2] \int_0^a U_{r0}(r) \exp [-i\frac{\pi\delta' r^2}{\lambda(f + \delta')}] J_0(2\pi r \rho) r dr + \int_0^a U_{r0}(r) \exp [-i\frac{\pi\delta r^2}{\lambda(f + \delta)}] J_0(2\pi r \rho) r dr \right] \tag{9}$$

此式无法获得解析解。令 τ 为常数即可用数值方法获得胶层内垂直于光轴平面上的振幅或光强分布, 若令 ρ 为常数则可得到平行于光轴方向与光轴距离 ρ 的轴向振幅或光强分布。

4 计算与试验结果分析

4.1 光在胶内的分布计算结果和分析

用激光直写系统的实际参数进行计算, 光刻物镜的焦距 $f = 4.2 \text{ mm}$, 光刻胶的折射率 $n = 1.65$, 波长 $\lambda = 0.442 \text{ }\mu\text{m}$, 光刻胶的厚度 $d_0 = 0.5 \text{ }\mu\text{m}$, 入射高斯光束分布为 $U_{r0} = \exp(-r^2/4.0^2)$ 。假定光斑聚焦于胶层下表面, 即 $\delta_0 = d_0 n = -0.5 \text{ }\mu\text{m} \times 1.65 \approx -0.8 \text{ }\mu\text{m}$ 。

1) 入射光无中心遮拦时计算结果

图 4 是在中心物遮拦时按(9) 式计算获得的胶内光强分布数值解的三维立体图。从图中可见光强在胶层内不同深度方向具有不同的分布。这些分布是决定曝光线条宽度和质量的关键。图 5 是在胶层内深度分别为 $0.1 \text{ }\mu\text{m}$ 、 $0.3 \text{ }\mu\text{m}$ 和 $0.5 \text{ }\mu\text{m}$ (胶层底面) 截面上的光强分布曲线。从中可见: 光强分布具有类似于爱里斑的形状。随着胶层内深度 z 的增加, 爱里斑中心强度减弱, 零级的暗环消失, 只存在极小。到达胶层底面时光强分布中将不存在极小。理论上曝光阈值控制在图 5 中横的虚线上下将分别得到线条边缘梯度不同的边缘倾角。若曝光阈值控制在 ΔE 内, 基本上能够获得 $0.85 \text{ }\mu\text{m}$ 左右的线条宽度。

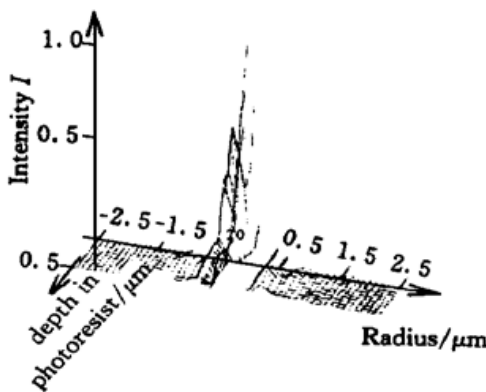


Fig. 4 Intensity distribution in photoresist

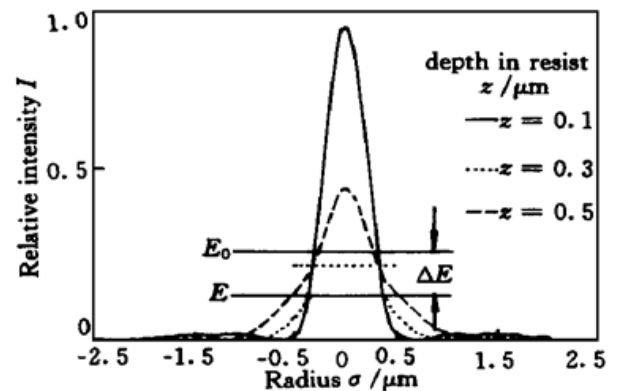


Fig. 5 Intensity distribution in photoresist at different cross-sections with varying depth

2) 入射光有中心遮拦时计算结果

另一个有意义的例子是入射光在入射光瞳中心有遮拦时的情况。图 6 中阴影部分为遮光区域，半径为 a' 。 a 是入射光束的半径。 $\beta = a'/a$ 称为遮盖率。取 $\beta = 0.6$ 进行实验和计算。计算中只要将(9) 式中的积分取下限为 a' 就能算出胶内的光强分布。

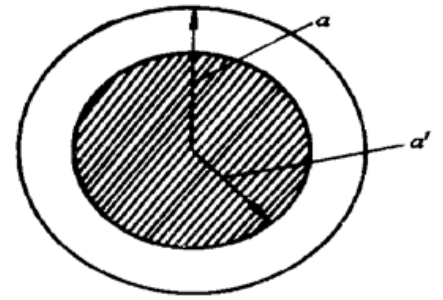


Fig. 6 Central area obstructed

图 7 是计算得出的在胶层内深度分别为 $0.1 \mu\text{m}$ 、 $0.3 \mu\text{m}$ 和 $0.5 \mu\text{m}$ 截面上的光强分布曲线。图 7 与图 5 相比较可以看出：入射光斑中心遮拦时胶层内光强明显呈爱里斑状分布，零级暗环半径减小(第一暗环直径小于 $0.7 \mu\text{m}$)且次极大的强度增强。中心有遮拦时，设法控制曝光时间 $t_{\beta 0}$ 使得曝光阈值 $E_{\beta 0}$ 落在图 7 中 $E_{\beta 0}$ 所示横线位置。这时可以看到 $E_{\beta 0}$ 横线与各分布曲线相交所对应的感光光斑直径约在 $0.6 \mu\text{m}$ 左右。若增加曝光时间使 $E_{\beta 0}$ 横线下移，这时次级极大将对光刻胶起感光作用，线条不仅会出现展宽而且在线宽范围内还存在未被感光的光刻胶，显影去胶后能明显观察到线宽内深度的起伏，这种线条质量极差。若减小曝光时间使 $E_{\beta 0}$ 横线上移到 $E_{\beta 1}$ 横线以上，这时由于胶层深度方向零级光斑分布锐度降低使得光刻胶的感光光斑直径很快减小，线条两边梯度迅速加大。故当入射光束存在中心遮拦时虽能获得 $0.6 \mu\text{m}$ 超细分辨线条，但必须将曝光量精确控制在 $\Delta E_{\beta} = E_{\beta 1} - E_{\beta 0}$ 范围内，从而使线条边缘倾角不致过大。从图 7 和图 5 中可见 ΔE_{β} 比 ΔE 要小得多。因此，它对能量控制要求要高得多。

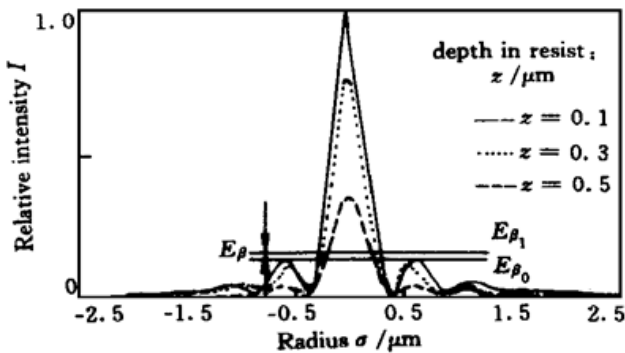


Fig. 7 Intensity distribution in photoresist at different cross-sections with varying depth when central the area is obstructed

它对能量控制要求要高得多。

4.2 曝光试验结果

图 8(a) 是入射光无中心遮拦时在图 5 所示的 ΔE 阈值范围内获得的曝光线条的扫描电镜照片。其线宽达 $0.85 \mu\text{m}$ ，接近极限分辨宽度。图 8(b) 的电镜扫描照片是在入射光束中心遮拦时大量曝光试验中捕捉到的 $0.6 \mu\text{m}$ 的线条。两者相比在入射光束中心遮拦时获得的曝光线条分辨力要优于入射光无中心遮拦时曝光线条分辨力。

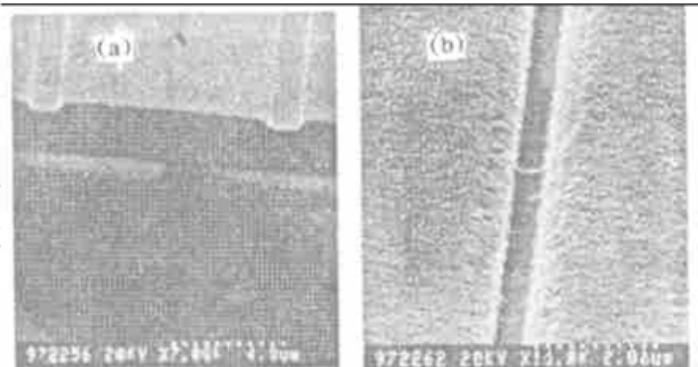


Fig. 8 (a) SEM photo of lithographic line, (b) SEM photo of lithographic line when central area is obstructed

结 论 胶层的存在使胶层内强度分布零级斑锐度降低，使各截面上光强分布曲线不一致，对曝光获得极限分辨线宽不利。由于强度分布的边缘不陡，若曝光时间偏长，不但获得的曝光线条会展宽而且线条边缘倾斜度大，线条不陡。在曝光试验中光束无中心遮拦情况下获得 $0.8 \mu\text{m}$ 或 $1.0 \mu\text{m}$ 的线条并不很难，而在光束有中心遮拦情况下就很难捕捉到 $0.6 \mu\text{m}$ 的线条。其原因之一是能量控制要求的差别。此外，以上的计算和分析是对实际焦面落在胶

层下表面作出的, 实际曝光试验中若实际焦位偏离胶层下表面会导致曝光结果变坏, 要求精确地定位最佳焦面无论在机构的操作或控制上都存在相当大的难度。因此, 用中心遮拦法产生超分辨曝光线条是以系统具有高的曝光量稳定控制和高的调焦精度为代价的。

进一步可从事的工作将是研究在光刻物镜入瞳处加入何种调制(相位和振幅的混合调制), 即(9)式中 $U_{r0}(r)$ 取怎样的形式可使胶内产生的分布既可产生超分辨效果, 又对能量稳定要求相对降低。

参 考 文 献

- [1] 沈亦兵, 周光亚, 侯西云等. 用于二元掩模制作的激光直接写入系统研究. 科技通报, 1998, **14**(3): 170~ 173
- [2] Charrier E W, Mack C A. Yielding modeling and enhancement for optical lithography. *Proc. SPIE*, 1995, **2440**: 435~ 447
- [3] Bernard D A, Urbach H P. Thin-film interference effects in photolithography for finite numerical aperture. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1991, **8**(1): 123~ 133
- [4] Goodman J W 著. 詹达三, 董经武, 顾本源译. 傅里叶光学导论. 北京: 科学技术出版社, 1976. 60~ 72

Research on Phenomenon of the Super-Resolution in Laser Lithography

Shen Yibing Yang Guoguang Hou Xiyun

(State Key Laboratory of Modern Optical Instrumentation, Zhejiang University, Hangzhou 310027)

(Received 13 July 1998; revised 9 September 1998)

Abstract Laser lithography is one of the main methods for manufacturing micro-optical and the binary optical masks. The smallest linewidth produced by laser lithography plays an important role in the properties of the micro-optical elements. The collimated laser beam (He-Cd laser $\lambda = 442$ nm) was focused on the photoresist for exposure and light intensity distribution in the photoresist was derived out on the approximate assumption. One of its main properties, namely lithography resolution, was analyzed based on the light intensity distribution in the photoresist. When the incident beam is modulated by the amplitude elements or the phase elements, the light intensity distribution in the photoresist will be changed, and therefore the quality of the exposure line will be affected. The results of the calculations showed: normally, $1.0 \mu\text{m}$ linewidth on photresist can be achieved, when the central circle of the incident beam is obstructed, a super resolution linewidth of $0.6 \mu\text{m}$ can be achieved for the lithography lens, microscope objects ($\text{NA} = 0.65$, $40\times$). However, it requires a more rigorous exposure energy control. The experimental exposure results on the laser direct writing system showed good agreements with the theoretical calculation.

Key words binary optics, laser direct writer, microlithography.