

离轴照明下依赖于入射角度的矢量霍普金斯公式^{*}

曹鹏飞 程 琳 张晓萍[†]

(兰州大学信息科学与工程学院, 兰州 730000)
(2008 年 3 月 21 日收到, 2008 年 5 月 12 日收到修改稿)

应用矢量电磁场理论和波导模型推导出离轴照明下的矢量霍普金斯公式, 与传统的标量霍普金斯公式不同之处在于引入了入射角及入射方位角. 通过仿真实际投影光刻工艺下三维掩模的成像效果, 分析了最佳入射角范围, 讨论了离轴照明时入射角对最终成像质量的影响.

关键词: 光学光刻, 矢量霍普金斯公式, 矢量电磁场理论, 离轴照明

PACC: 4225, 4230

1. 引 言

为满足超大规模集成电路的发展需要, 投影光刻技术得到了飞速发展, 投影光刻机分辨率的提高始终是微光刻领域的核心问题. 光刻分辨率增强技术, 如离轴照明(off axis illumination, OAI), 相移掩模(phase shift mask, PSM), 光瞳滤波(pupil filter, PF), 光学邻近效应校正(optical proximity correction, OPC)等^[1-3], 一直是延展光刻分辨率极限的有效手段, 而其中离轴照明技术是当前半导体集成电路生产光刻分辨率增强技术中很广泛应用的技术之一, 其主要原因是离轴照明技术在提高分辨率的同时还可增大焦深, 从而提高成像质量^[4]. 在对离轴照明条件下的 OPC 模型计算时采用两种计算方法, 一种是基于薄掩模近似法, 也称之为基尔霍夫方法(Kirchhoff Approach)^[5-7], 即假设掩模为一个无限薄的薄膜, 使用标量的霍普金斯公式进行计算, 计算前提假设散射系数是恒定的, 不随入射角变化而变化^[8]. 标量霍普金斯公式的优点在于能够利用透射函数很方便的计算二维掩模的透射率, 缺点是没有考虑离轴照明所产生的掩模边缘的近场效应, 所以标量霍普金斯公式不适用于计算三维掩模在离轴照明条件下的空间像. 另一种计算方法是使用严格矢量电磁场仿真方法(rigorous electromagnetic simulations, RES)^[9-12], 即利用矢量电磁场理论对周期掩模产生

的衍射光进行仿真并描绘出其偏振效应, 精度高, 但计算量大, 计算时间长, 不适用于快速仿真.

本文应用矢量电磁场理论和波导模型, 将倾斜照明光所包含的入射角及入射方位角因子引入到扩展后的矢量霍普金斯公式(Hopkins formula). 此公式可以快速精确的仿真三维掩模的成像效果. 本文推导了含有入射角及入射方位角的矢量霍普金斯公式, 根据此公式计算了入射角及入射方位角对掩模仿真的影响, 讨论了离轴照明时入射角对最终成像质量的影响以及最佳的倾斜照明范围, 并对上述推导结果进行了验证.

2. 矢量霍普金斯公式的推导

2.1. 第 j 级衍射场的推导

在目前的离轴照明计算中, 一般不考虑或者只考虑倾斜入射角所带来的精度影响. 为了能精确计算三维掩模在任意倾斜入射角度下所成像的情况, 本文考虑了入射角和入射方位角, 如图 1 示. 假设一个三维的周期掩模, 沿 x 轴方向的周期为 Λ , 波长为 λ 的平面波以入射角为 θ (入射波矢 $\mathbf{K}$ 与 z 轴的夹角), 入射方位角为 φ (入射波矢 $\mathbf{K}$ 在 xy 平面上的投影矢量与 x 轴的夹角)入射到掩模上.

运用电磁场边界条件可以计算得到衍射后的第 j 级衍射电场矢量

^{*} 教育部新世纪优秀人才支持计划(批准号: NECT-04-0981)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: zxp@lzu.edu.cn

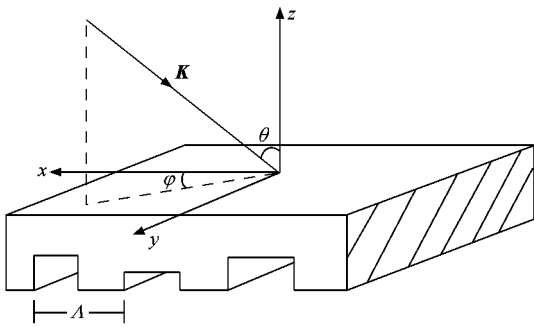


图1 三维掩模结构及入射光示意图

$$E_j = A_j \exp\{-[k_{xj}x + k_{yj}y + k_{zj}z]\}, \quad (1)$$

式中 j 为衍射级次, A_j 是透射振幅矢量, 透射波矢量 k_j 的 x 方向的分量为 k_{xj} , y 方向的分量为 k_{yj} 以及 z 方向的分量为 k_{zj} , 分别为

$$k_{xj} = K_x + \frac{2\pi j}{\Lambda}, \quad (2)$$

$$K_x = \frac{2\pi}{\lambda} \sin\theta \cos\phi, \quad (3)$$

$$k_{yj} = \frac{2\pi}{\lambda} \sin\theta \sin\phi, \quad (4)$$

$$k_{zj} = \sqrt{\left(\frac{2\pi n}{\lambda}\right)^2 - k_y^2 - k_{xj}^2}. \quad (5)$$

第 j 级衍射磁场矢量 H_j 也有与电场矢量相对应的形式.

通过电磁场衍射运算^[13], 我们可以获得入射光在入射光瞳(entrance pupil)任意点 Q 处的衍射场

$$\begin{aligned} E_{EP_j}(K_x, K_y; k_{xj}, k_{yj}) \\ = \frac{j}{4\pi} \frac{e^{jR}}{R} F \left\{ \left[\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} (z \times H_j) \right. \right. \\ \left. \left. - (z \times E_j) \times K - (z \cdot E_j) K \right] ; \right. \\ \left. \frac{k_{xj}}{\lambda}, \frac{k_{yj}}{\lambda} \right\}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} H_{EP_j}(K_x, K_y; k_{xj}, k_{yj}) \\ = -\frac{j}{4\pi} \frac{e^{jR}}{R} F \left\{ \left[\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (z \times E_j) \right. \right. \\ \left. \left. + (z \times H_j) \times K + (z \cdot H_j) K \right] ; \right. \\ \left. \frac{k_{xj}}{\lambda}, \frac{k_{yj}}{\lambda} \right\}, \end{aligned} \quad (7)$$

式中 F 代表傅里叶变换, R 为光轴与掩模的焦点 O 到入射光瞳面上观察点 Q 的距离, 如图 2 所示, K 为光源波矢量.

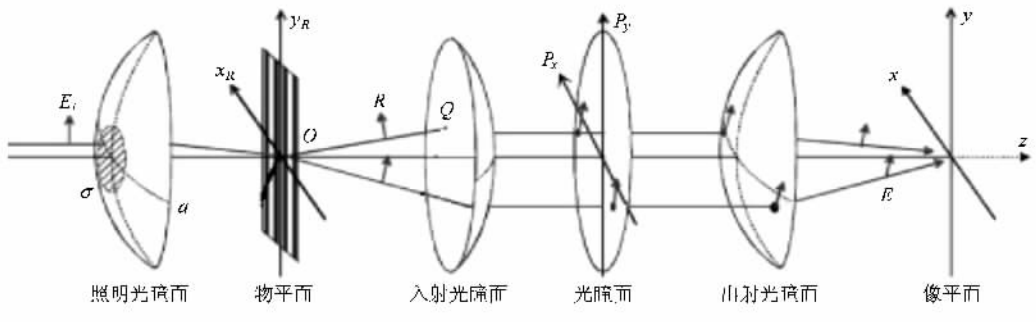


图2 系统模型

在出射光瞳处(exit pupil)的电场矢量可通过透镜计算得到^[14]

$$\begin{aligned} E_{XP_j}(K_x, K_y; s_{xj}, s_{yj}) \\ = M(s_{xj}, s_{yj}) \times E_{EP_j}(K_x, K_y; s_{xj}, s_{yj}), \end{aligned} \quad (8)$$

式中 $(s_{xj}, s_{yj}) = (k_{xj}/m, k_{yj}/m)$, m 为透镜的缩放率, M 为透镜矩阵

$$M(s_{xj}, s_{yj}) = \begin{bmatrix} s_y^2 & -s_{xj}s_y & 0 \\ -s_{xj}s_y & s_{xj}^2 & 0 \\ (K_x s_{xj} + K_y s_y) s_{xj} s_z & (K_x s_{xj} + K_y s_y) s_y s_z & (K_x s_{xj} + K_y s_y) (s_{xj}^2 + s_y^2) \end{bmatrix}. \quad (9)$$

那么在成像面的电场矢量表示为^[15]

$$E = \iint_{\sqrt{s_{xj}^2 + s_{yj}^2} \leq NA} A(s_{xj}, s_{yj}) \times e^{i(s_{xj}x + s_{yj}y + s_{zj}z)} ds_{xj} ds_{yj}, \quad (10)$$

式中的 (s_{xj}, s_{yj}, s_{zj}) 为方向传播参数, 振幅矢量 A 为

$$A(s_{xj}, s_{yj}; K_x, K_y) = \frac{m}{j\lambda^2} \sqrt{\frac{z \cdot k}{z \cdot K}} M(s_{xj}, s_{yj}) \times F\left[E_j, \frac{s_{xj} - K_x}{\lambda}, \frac{s_{yj} - K_y}{\lambda}\right] \times e^{i\Phi(s_{xj}, s_{yj}) - s_{xj}\Delta}, \quad (11)$$

式中 $\Phi(s_{xj}, s_{yj})$ 是像差函数, Δ 是离焦量 (defocus distance)。

2.2. 晶片上光波振幅的推导

为了预测投影光刻中掩模图样转移到晶片上的实际效果, 可以根据晶片上的光强分布来判断。这就需先计算到达晶片上的光波的振幅矢量, 然后根据部分相干光叠加就能够获得最终的光强。

由于晶片上附着的光刻胶是多层平面结构, 显然可以将其分为 N 层, 如图 3 所示, 然后利用波导模型^[16-18]可递推计算到达晶片上的光波的振幅矢量。

为了提高计算速度, 我们将入射电磁波分为 TE 偏振和 TM 偏振两种情况分别加以考虑。

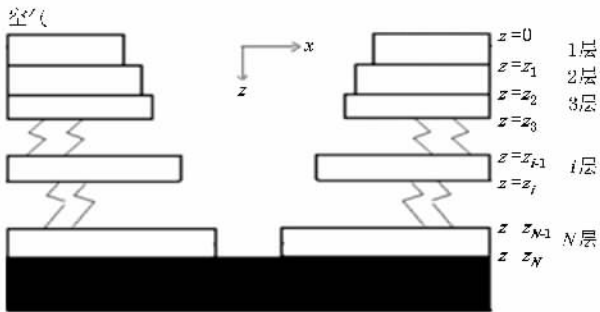


图 3 带有光刻胶的晶片 (wafer) 结构示意图 (将光刻胶分为 N 层)

2.2.1. 在 TE 偏振情况下

在光刻胶的第 i 层, 电场和磁场分量表示为

$$E_y^i = \sum_{m=-L}^L \left[(F_m^i e^{i\alpha_m(z-z_{i-1})} + F_m'^i e^{-i\alpha_m(z-z_{i-1})}) \times \sum_{l=-L}^L G_{lm}^i e^{iK_{s_{xj}}x + iK_{s_{yj}}y} \right], \quad (12)$$

$$H_x^i = - \sum_{m=-L}^L \left[(F_m^i e^{i\alpha_m(z-z_{i-1})} - F_m'^i e^{-i\alpha_m(z-z_{i-1})}) \times \sum_{l=-L}^L G_{lm}^i e^{iK_{s_{xj}}x + iK_{s_{yj}}y} \right], \quad (13)$$

式中 L 为传播波和凋落波的数量, 为了简化计算, 假设入射场不含凋落波, 并将第 i 层沿 x 轴方向和 z 轴方向分成 $(2L+1) \times (2L+1)$ 个网格, p 代表 x 轴方向的网格序号, q 代表 z 轴方向的网格序号; $-(\alpha_m^i)$ 和 G_{lm}^i 分别为一个 $(2L+1) \times (2L+1)$ 维矩阵 D 的特征值和特征向量, 矩阵 D 可表为

$$D_{pq} = \begin{cases} [K(s_{xj} + s_{yj})]^2 - \kappa_0^2 \epsilon_r^i, & p = q, \\ -\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \epsilon_{p-q}^i, & p \neq q, \end{cases} \quad (14)$$

式中 pq 同时对应矩阵元素下标, i 代表第 i 层光刻胶, λ_0 为光源波长, 介电常数 ϵ 为实数时, 则 $z=0$ 处的介电常数 ϵ 为实数且 $\epsilon_p = \epsilon_{-p}^*$, 此时矩阵 D 为 Hermitian 矩阵; ϵ 不为实数时, 矩阵 D 为一般的矩阵, 用数值方法可求解特征值和特征向量, 但计算量较大。

下面求 (12) 和 (13) 式中的系数 F_m^i 和 $F_m'^i$ 。

应用边界条件, 在 $z=0$ 处, 电场和磁场的切线分量连续, 得到

$$\begin{bmatrix} C_{11}^0 & C_{12}^0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_m^1 \\ F_m'^1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (15)$$

式中 C_{11}^0, C_{12}^0 和 R 分别为

$$C_{11}^0(l, m) = \left(\sqrt{1 - [K(s_{xj} + s_{yj})\lambda_0]^2} + \frac{\alpha_m^l}{i\kappa_0^l} \right) G_{lm}^1, \quad (16)$$

$$C_{12}^0(l, m) = \left(\sqrt{1 - [K(s_{xj} + s_{yj})\lambda_0]^2} - \frac{\alpha_m^l}{i\kappa_0^l} \right) G_{lm}^1, \quad (17)$$

$$r = 2\sqrt{1 - [K(s_{xj} + s_{yj})\lambda_0]^2} E_l. \quad (18)$$

在 $z=z_i$ 处

$$\begin{bmatrix} F_m^{i+1} \\ F_m'^{i+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{11}^{i+1} & E_{12}^{i+1} \\ E_{21}^{i+1} & E_{22}^{i+1} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} C_{11}^i & C_{12}^i \\ C_{21}^i & C_{22}^i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_m^i \\ F_m'^i \end{bmatrix}, \quad (19)$$

式中 $C_{11}^i, C_{12}^i, C_{21}^i, C_{22}^i$ 分别为

$$C_{11}^i(l, m) = e^{[\alpha_m^i(z_i - z_{i-1})]} G_{lm}^i, \quad (20)$$

$$C_{12}^i(l, m) = e^{[-\alpha_m^i(z_i - z_{i-1})]} G_{lm}^i, \quad (21)$$

$$C_{21}^i(l, m) = \alpha_m^i e^{[\alpha_m^i(z_i - z_{i-1})]} G_{lm}^i, \quad (22)$$

$$C_{22}^i(l, m) = -\alpha_m^i e^{[-\alpha_m^i(z_i - z_{i-1})]} G_{lm}^i, \quad (23)$$

$$E_{11}^{i+1}(l, m) = G_{lm}^{i+1}, \quad (24)$$

$$E_{12}^{i+1}(l, m) = G_{lm}^{i+1}, \quad (25)$$

$$E_{21}^{i+1}(l, m) = \alpha_m^{i+1} G_{lm}^{i+1}, \quad (26)$$

$$E_{22}^{i+1}(l, m) = -\alpha_m^{i+1} G_{lm}^{i+1}. \quad (27)$$

将上式合并, 则可递推计算 F_m^i 和 $F_m'^i$

$$\begin{bmatrix} F_m^i \\ F_m'^i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} W_{11}^{i-1} & W_{12}^{i-1} \\ W_{21}^{i-1} & W_{22}^{i-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} W_{11}^{i-2} & W_{12}^{i-2} \\ W_{21}^{i-2} & W_{22}^{i-2} \end{bmatrix} \cdots \begin{bmatrix} W_{11}^1 & W_{12}^1 \\ W_{21}^1 & W_{22}^1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F^1 \\ F'^1 \end{bmatrix}, \quad (28)$$

式中的 $W_{11}^i, W_{12}^i, W_{21}^i, W_{22}^i$ 分别为

$$W_{11}^i = (2G_{lm}^{i+1})^{-1} \cdot e^{\left[\alpha_m^i (z_i - z_{i-1}) \right]} G_{lm}^i + \frac{(2G_{lm}^{i+1})^{-1}}{\alpha_l^{i+1}} \cdot \alpha_m^i e^{\left[\alpha_m^i (z_i - z_{i-1}) \right]} G_{lm}^i, \quad (29)$$

$$W_{12}^i = (2G_{lm}^{i+1})^{-1} \cdot e^{\left[-\alpha_m^i (z_i - z_{i-1}) \right]} G_{lm}^i - \frac{(2G_{lm}^{i+1})^{-1}}{\alpha_l^{i+1}} \cdot \alpha_m^i e^{\left[-\alpha_m^i (z_i - z_{i-1}) \right]} G_{lm}^i, \quad (30)$$

$$W_{21}^i = (2G_{lm}^{i+1})^{-1} \cdot e^{\left[\alpha_m^i (z_i - z_{i-1}) \right]} G_{lm}^i - \frac{(2G_{lm}^{i+1})^{-1}}{\alpha_l^{i+1}} \cdot \alpha_m^i e^{\left[\alpha_m^i (z_i - z_{i-1}) \right]} G_{lm}^i, \quad (31)$$

$$W_{22}^i = (2G_{lm}^{i+1})^{-1} \cdot e^{\left[-\alpha_m^i (z_i - z_{i-1}) \right]} G_{lm}^i + \frac{(2G_{lm}^{i+1})^{-1}}{\alpha_l^{i+1}} \cdot \alpha_m^i e^{\left[-\alpha_m^i (z_i - z_{i-1}) \right]} G_{lm}^i. \quad (32)$$

将(28)式代入(12)式, 再求和可得 y 方向上总电场矢量为

$$E_y = \sum_{i=-0}^N \left(\sum_{m=-L}^L \left[(F_m^i e^{\alpha_m^i (z-z_{i-1})} + F_m'^i e^{-\alpha_m^i (z-z_{i-1})}) \times \sum_{l=-L}^L G_{lm}^i e^{i\mathbf{k}_{s_{xy}} \cdot \mathbf{x} + s_y y} \right] \right) = E_y^{(+)} + E_y^{(-)}. \quad (33)$$

$E_y^{(+)}$ 和 $E_y^{(-)}$ 分别代表入射波和反射波的电场分量.

2.2.2. 在 TM 偏振情况下

与分析 TE 偏振情况的方法类似, $-(\alpha_m^i)$ 和 G_{lm}^i 仍是特性矩阵 D 的特征值和特征向量, 但是矩阵 D 变为

$$D_{pq} = \begin{cases} [p(\mathbf{k}_{s_{xy}} + s_y)]^2 - \left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right)^2 \epsilon_r^j + C_0^j [i p(\mathbf{k}_{s_{xy}} + s_y)]^2, & p = q, \\ -\left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right)^2 \epsilon_{p-q}^j + C_{p-q}^j [i p(\mathbf{k}_{s_{xy}} + s_y)]^2, & p \neq q, \end{cases} \quad (34)$$

式中 pq 同时对应为矩阵元素下标, λ_0 为光源波长. D 不再是 Hermitian 矩阵, 必须用数值的方法来解特征值和特征向量.

同理于 TE 偏振情况, 用边界方法可以得

$$\begin{bmatrix} C_{11}^0 & C_{12}^0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_m^1 \\ F_m'^1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (35)$$

式中 C_{11}^0, C_{12}^0 和 R 分别为

$$C_{11}^0(l, m) = \left(\sqrt{1 - [\mathcal{K}(s_{xy} + s_y) \lambda_0]^2} + \frac{\alpha_m^l}{i\kappa_0} \right) G_{lm}^1, \quad (36)$$

$$C_{12}^0(l, m) = \left(\sqrt{1 - [\mathcal{K}(s_{xy} + s_y) \lambda_0]^2} - \frac{\alpha_m^l}{i\kappa_0} \right) G_{lm}^1, \quad (37)$$

$$R = 2\sqrt{1 - [\mathcal{K}(s_{xy} + s_y) \lambda_0]^2} H_l. \quad (38)$$

在 $z = z_i$ 处

$$W_{11}^i = (2G_{lm}^{i+1})^{-1} \cdot e^{\left[\alpha_m^i (z_i - z_{i-1}) \right]} G_{lm}^i + \frac{(2G_{lm}^{i+1})^{-1}}{\alpha_l^{i+1}} \cdot \alpha_m^i e^{\left[\alpha_m^i (z_i - z_{i-1}) \right]} G_{lm}^i, \quad (39)$$

$$W_{12}^i = (2G_{lm}^{i+1})^{-1} \cdot e^{\left[-\alpha_m^i (z_i - z_{i-1}) \right]} G_{lm}^i - \frac{(2G_{lm}^{i+1})^{-1}}{\alpha_l^{i+1}} \cdot \alpha_m^i e^{\left[-\alpha_m^i (z_i - z_{i-1}) \right]} G_{lm}^i, \quad (40)$$

$$W_{21}^i = (2G_{lm}^{i+1})^{-1} \cdot e^{\left[\alpha_m^i (z_i - z_{i-1}) \right]} G_{lm}^i - \frac{(2G_{lm}^{i+1})^{-1}}{\alpha_l^{i+1}} \cdot \alpha_m^i e^{\left[\alpha_m^i (z_i - z_{i-1}) \right]} G_{lm}^i, \quad (41)$$

$$W_{22}^i = (2G_{lm}^{i+1})^{-1} \cdot e^{\left[-\alpha_m^i (z_i - z_{i-1}) \right]} G_{lm}^i + \frac{(2G_{lm}^{i+1})^{-1}}{\alpha_l^{i+1}} \cdot \alpha_m^i e^{\left[-\alpha_m^i (z_i - z_{i-1}) \right]} G_{lm}^i. \quad (42)$$

其中

$$\sum_{l=-L}^L G_{lm}^i e^{i2\pi \mathbf{k}_{s_{xy}} \cdot \mathbf{x} + s_y y} = \sum_{l=-L}^L G_{lm}^i e^{i2\pi \mathbf{k}_{s_{xy}} \cdot \mathbf{x} + s_y y} \cdot \epsilon^i. \quad (43)$$

同理可递推计算得 F_m^i 和 $F_m'^i$.

将上述结果代入(13)式, 在对其求和可以得到 y 方向上总磁场矢量为

$$H_y = \sum_{i=0}^N \left(- \sum_{m=-L}^L \left[(F_m^i e^{\alpha_m^i (z-z_{i-1})} - F_m'^i e^{-\alpha_m^i (z-z_{i-1})}) \times \sum_{l=-L}^L G_{lm}^i e^{i\mathbf{k}_{s_{xy}} \cdot \mathbf{x} + s_y y} \right] \right) = H_y^{(+)} + H_y^{(-)}, \quad (44)$$

$H_y^{(+)}$ 和 $H_y^{(-)}$ 分别代表入射波和反射波的磁场分量.

2.2.3. 在一般情况下

入射电磁波可看作 TE 模式和 TM 模式的非相干叠加. 根据上述 TE 偏振和 TM 偏振情况的计算, 入射波透过三维掩模经投影系统最后在晶片上合成的振幅矢量为

$$\mathbf{B}(s_{xj}, s_{y_j}) = [A(s_{xj}, s_{y_j}) \cdot \mathbf{e}_\perp] \mathbf{I} E_y^{(+)} + E_y^{(-)}] \mathbf{e}_\perp + [A(s_{xj}, s_{y_j}) \cdot \mathbf{e}_\parallel] \frac{1}{n_r} [H_y^{(+)} (\mathbf{e}_\perp \times \mathbf{s}_r^{(+)}) + H_y^{(-)} (\mathbf{e}_\perp \times \mathbf{s}_r^{(-)})], \quad (45)$$

式中第一项代表 TE 偏振振幅, 第二项代表了 TM 偏振振幅, n_r 为光刻胶的复折射率, $\mathbf{s}_r^{(\pm)}$ 是透射波和反射波的单位方向矢量, $\mathbf{e}_\perp$ 和 $\mathbf{e}_\parallel$ 分别为入射波在法线方向和切线方向单位方向矢量($\mathbf{s}$ 为入射振幅 A 的方向单位矢量)

$$\mathbf{e}_\perp = \frac{\mathbf{z} + \mathbf{K}}{|\mathbf{z} + \mathbf{K}|},$$
$$\mathbf{e}_\parallel = \mathbf{e}_\perp \times \mathbf{K}. \quad (46)$$

由(9)式和(11)式可将 $A(s_{xj}, s_{y_j})$ 写成矩阵形式, 代入(45)式, 可将(45)式改写为矩阵形式

$$\mathbf{B}(s_{xj}, s_{y_j}) = \mathbf{P}_{ij}(s_{xj}, s_{y_j}) \mathbf{A}(s_{xj}, s_{y_j}), \quad i, j = 1, 2, 3. \quad (47)$$

将(11)式代入(47)式得到

$$\mathbf{B}(s_{xj}, s_{y_j}, K_x, K_y) = \frac{m}{i\lambda^2} \mathbf{K}_{ij} \left(\frac{s_{xj}}{\lambda}, \frac{s_{y_j}}{\lambda}, \mathbf{z} \right) \times F \left\{ E_j \left[\frac{s_{xj} - K_x}{\lambda}, \frac{s_{y_j} - K_y}{\lambda} \right] \right\} \quad (48)$$

式中 $\mathbf{K}_{ij}$ 为

$$\mathbf{K}_{ij} = \sqrt{\frac{\mathbf{z} \cdot \mathbf{r}}{\mathbf{z} \cdot \mathbf{s}}} \mathbf{P}_{ij}(s_{xj}, s_{y_j}) \mathbf{M}(s_{xj}, s_{y_j}) \times e^{i\phi(s_{xj}, s_{y_j}) - s_{xj}\Delta}. \quad (49)$$

2.3. 光强计算

由阿贝原理及光强定义^[7]可计算最终的光强

$$I(x, y, z) = \iint \mathcal{I}(K_x, K_y) \left| \iint \mathbf{B}(s_{xj}, s_{y_j}; K_x, K_y) \times e^{i(s_{xj}x + s_{y_j}y)} ds_{xj} ds_{y_j} \right|^2 dK_x dK_y, \quad (50)$$

式中 $\mathcal{I}(K_x, K_y)$ 为光源光强.

将(48)式代入(50)式, 得到与标量霍普金斯公式^[7]所对应的矢量霍普金斯公式

$$I(x, y, z) = \iiint ds_{xj} ds_{y_j} d's_{xj} d's_{y_j} \iint \mathcal{I}(K_x, K_y)$$

$$\times K_{ik} \left(\frac{s_{xj}}{\lambda}, \frac{s_{y_j}}{\lambda}, \mathbf{z} \right) K_{kj}^* \left(\frac{s'_{xj}}{\lambda}, \frac{s'_{y_j}}{\lambda}, \mathbf{z} \right) \times e^{i[(s_{xj} - s'_{xj})x + (s_{y_j} - s'_{y_j})y]} \frac{m^2}{\lambda^4} \times F \left\{ E_j \left[\frac{s_{xj} - K_x}{\lambda}, \frac{s_{y_j} - K_y}{\lambda} \right] \right\} \times F^* \left\{ E_j \left[\frac{s'_{xj} - K_x}{\lambda}, \frac{s'_{y_j} - K_y}{\lambda} \right] \right\} dK_x dK_y = \iiint T_{ij} F \left\{ E_j \left[\frac{s_{xj} - K_x}{\lambda}, \frac{s_{y_j} - K_y}{\lambda} \right] \right\} \times F^* \left\{ E_j \left[\frac{s'_{xj} - K_x}{\lambda}, \frac{s'_{y_j} - K_y}{\lambda} \right] \right\} \times e^{i[(s_{xj} - s'_{xj})x + (s_{y_j} - s'_{y_j})y]} ds_{xj} ds_{y_j} d's_{xj} d's_{y_j}, \quad (51)$$

其中

$$T_{ij} = \iint \mathcal{I}(K_x, K_y) K_{ik} \left(\frac{s_{xj}}{\lambda}, \frac{s_{y_j}}{\lambda}, \mathbf{z} \right) \times K_{kj}^* \left(\frac{s'_{xj}}{\lambda}, \frac{s'_{y_j}}{\lambda}, \mathbf{z} \right) dK_x dK_y, \quad (52)$$

即交叉透射传输(transmission cross coefficient, TCC)函数, 而 (s'_{xj}, s'_{y_j}) 为 (s_{xj}, s_{y_j}) 的共轭量.

(51)式所表达的矢量霍普金斯公式与传统的标量霍普金斯公式形式上完全相同. 当 $\theta = 0$ 且 $\varphi = 0$ 时(51)式即可还原为传统的标量 Hopkins 公式.

3. 数值计算与分析

设掩模为单缝, 根据(51)式计算衍射 0 阶光强随入射角度变化情况(此时保持方位角不变化)如图 4 所示.

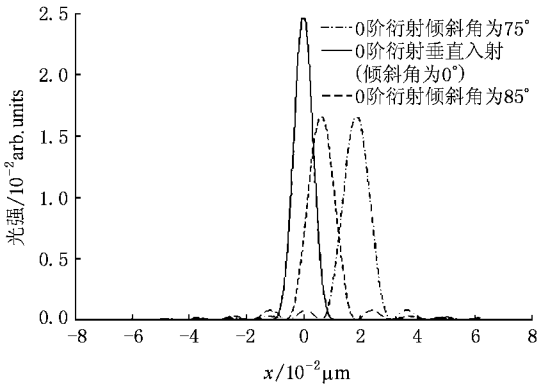


图 4 0 阶光强随入射 θ 变化的情况

在 0 阶时, 光强的中心位置随着角度的变化而产生了偏移, 那么在 3D 的厚掩模情况下必然会带来阴影效应, 从而对分辨率产生一定影响. 在垂直

入射时,光强较为集中,而在倾斜入射时,衍射扩展效应增大,那么在刻蚀两个非常接近的线条时次级光强极易产生叠加放大,从而降低芯片产出率.而实际光刻工艺中,离轴照明技术是要配合相移掩模使用的,借助相移掩模技术可完全解决上述因衍射扩展效应增大所带来的负面影响,由于篇幅所限,本文对相移掩模不作讨论.

根据(51)式计算的衍射1阶光强随入射角变化情况(此时仍保持方位角不变化)如图5所示.

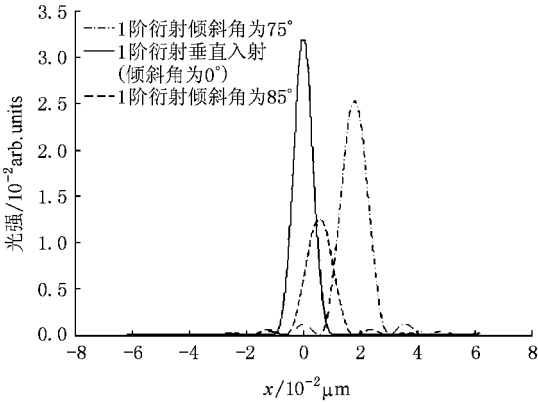


图5 1阶光强随入射角 θ 变化的情况

从图上能看到光强依然随角度变化而有偏移,但是在85°时,光强强度下降,衍射扩展效应增大,所以在此角度进行光刻效果会比较差,相对的,75°时效果会比较好.

根据(51)式计算入射方位角对光强影响,如图6所示.

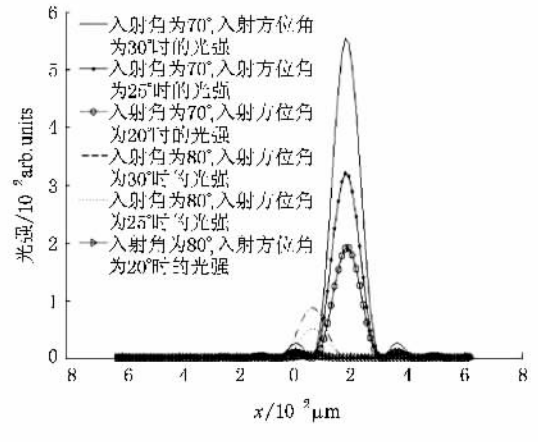


图6 入射方位角 φ 对光强影响

通过计算可以看到,入射方位角只对光强强度有影响,对于光强中心位置并没有影响.

假设掩模为多缝时,依然可根据(51)式计算光强随入射角变化,如图7所示,计算光强随入射方位角变化,如图8所示.

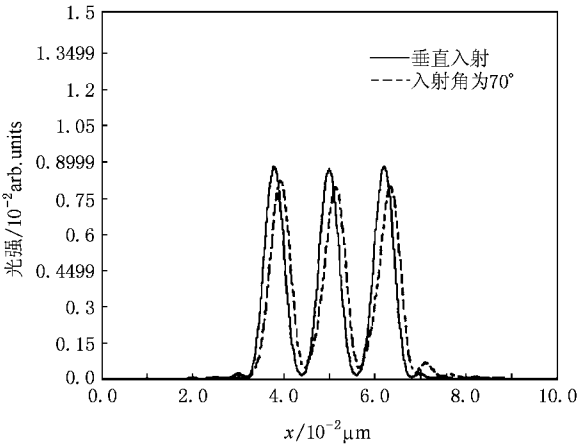


图7 光强随入射角 θ 变化的情况

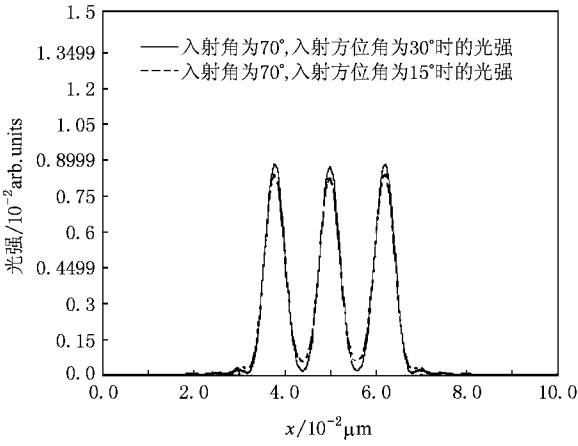


图8 光强随入射方位角 φ 变化的情况

为了更好的研究入射角度对光刻过程的影响,应用下式计算光源光照到掩模表面上时的反射率和光源入射角度之间的关系:

$$\Gamma = \frac{I_{inc} - I}{I_{inc}}, \tag{53}$$

式中 I 为通过掩模的光强, I_{inc} 为光源归一化光强,将(52)式求归一化后代入上式,得到反射率与入射角的关系曲线如图9所示.

由于工业上硅片平台的水平位置探测是通过测量大入射角可见光的反射光点位置来实现的,所以最佳倾斜照明角度可以通过探测掩模最上层表面光的反射率来确定.实际上,绝大多数光刻机上的入射角在70°—78°之间.在这种情况下,有很多光将

不从最上表面反射. 在目前广泛应用的后道工艺中, 光刻所遇到的底版的表面通常有很厚的透明介电层, 从最上表面反射的光很少, 如在空气-玻璃类 (折射率为 1.5) 界面上的平均反射能量对 70°—78° 的入射角分别只有 17% 和 22%, 如图 9 所示. 从图 9 上亦能看到, 在满足大数值孔径的条件下, 在 60°—75° 之间的反射率是最低的, 也就是说光强的透过率比较高.

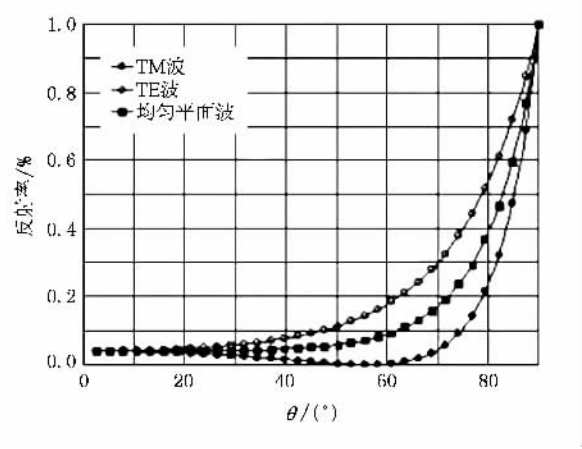


图 9 反射率和入射角 θ 之间的关系

光刻过程中, 通常用归一化像边缘对数斜率 (the normalized image log-slope, NILS) 评价空间像的像质, 如下式所示:

$$\text{NILS} = \frac{w}{I} \times \frac{dI}{dx} = w \times \frac{d \ln(I)}{dx}, \quad (54)$$

式中 I 和 dI/dx 分别为线条空间像边缘强度和强度梯度, w 为期望线宽. 为了进一步证明所得结论, 我们利用 (54) 式计算了 NILS 与入射角的关系, 结果如图 10 所示.

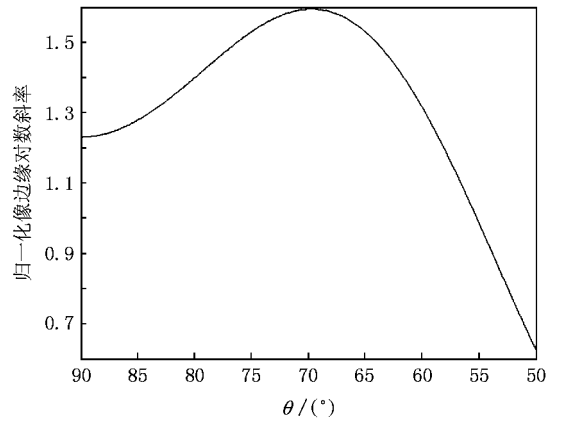


图 10 NILS 与入射角 θ 的关系

由于在光刻系统中一般要求 NILS 大于 1.5, 所以从图 10 可以得到在 65°—77° 范围之间的成像效果较好.

为了进一步验证本文推导的矢量霍普金斯公式的精确程度, 我们应用 MATLAB 软件对简单的双孔掩模分别采用标量和矢量的霍普金斯公式进行了仿真比较, 结果如图 11—13 所示. 图 11 是使用标量霍

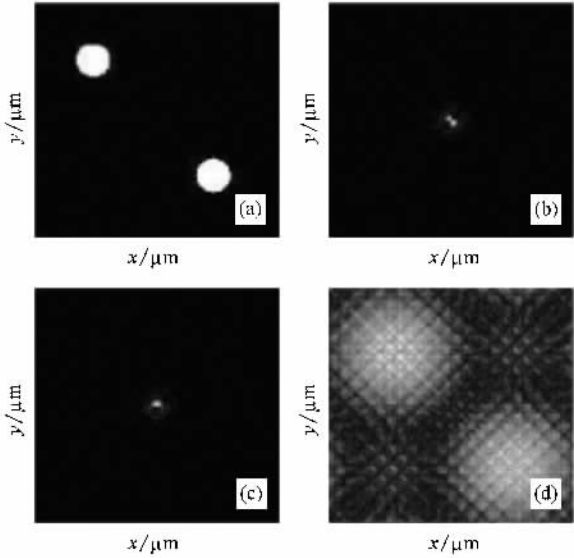


图 11 利用标量霍普金斯公式进行仿真的结果 (a) 掩模模型; (b) 衍射后的光强分布 (c) 经透镜后的光强分布 (d) 晶片上最终成像

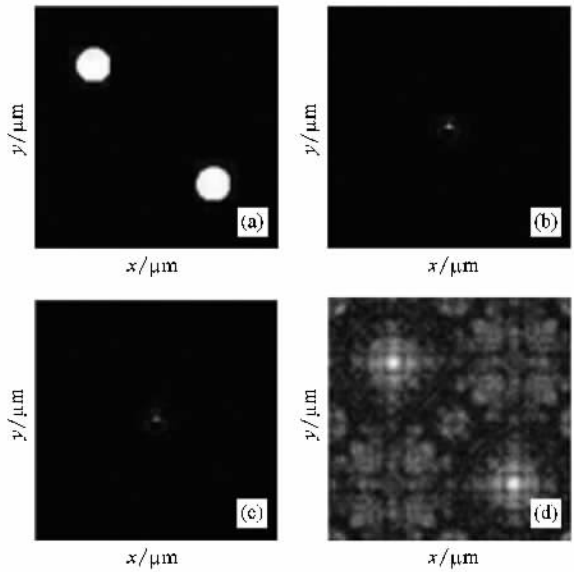


图 12 利用矢量霍普金斯公式进行仿真的结果 (a) 掩模模型; (b) 衍射后的光强分布 (c) 经透镜后的光强分布 (d) 晶片上最终成像

普金斯公式仿真的各环节中掩模成像的情况,图 12 是使用本文推导的矢量霍普金斯公式仿真后的结果,对比图 11(d)和图 12(d)可以看到矢量霍普金斯公式仿真的掩模成像图样要比标量霍普金斯公式仿真得到的图样更加清晰. 图 13(a)是使用标量霍普

金斯公式仿真得到的三维光强分布,图 13(b)是使用矢量霍普金斯公式仿真得到的三维光强分布,可以看出应用矢量霍普金斯公式计算的光强要比标量霍普金斯公式所得到的光强更加集中,提高了分辨率,故使用本文推导的矢量霍普金斯公式能提高精度.

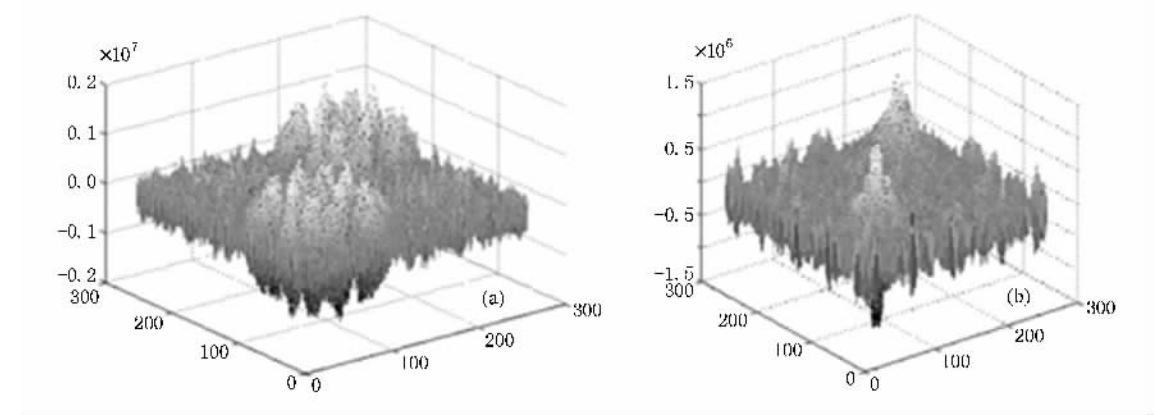


图 13 分别采用标量和矢量霍普金斯公式所得三维光强分布示意图 (a)标量 ;(b)矢量

4. 结 论

本文将倾斜入射与矢量衍射相结合,推导出了依赖于入射角度的矢量霍普金斯公式. 该公式可以快速精确的对三维掩模所发生的边缘效应进行仿

真,使其能够适应现代光刻仿真的需求. 通过对矢量霍普金斯公式的分析,我们讨论了入射角及入射方位角对光刻结果的影响,并通过比较得到最佳的倾斜照明入射角范围. 研究表明,此公式具有很好的适用性和应用前景,使得开发出快速精确的具有自主知识产权的光刻仿真软件具有了可行性.

[1] Naomasa S 1992 *SPIE* **1674** 741

[2] Bokor J , Neureuther A R 1996 *IEEE* **12** 11

[3] Liu L , Deng X Q 2001 *Acta . Phys . Sin .* **50** 48 (in Chinese) [刘力、邓小强 2001 物理学报 **50** 48]

[4] Liebmann L W 2001 *Proc . of SPIE* **4409** 23

[5] Aksenov Y , Zandbergen P 2006 *Proc . of SPIE* **6154** 61541H

[6] Bekaert J , Philipsen V , Vandenbergh G 2005 *Proc . of SPIE* **5992** 59921O

[7] Born M , Wolf E 1999 *Principles of Optics* (London : Cambridge University Press) p600

[8] Pistor T V ,Neureuther A R 2000 *Proc . of SPIE* **4000** 228

[9] Saied M , Foussadier F , Yorick T *et al* 2007 *Proc . of SPIE* **6730** 673050

[10] Erdmann A , Kzchwala N 2002 *Proc . of SPIE* **4691** 1156

[11] Kim E J , Chang W 2006 *Proc . of SPIE* **6151** 61510V

[12] Liu P , Cao Y 2007 *Proc . of SPIE* **6520** 65200R

[13] Stratton J 1941 *Electromagnetic Theory* (London : McGraw-Hill book company) Sec. 8.14

[14] Yeung M S 1988 *Proc . SPIE* **992** 149

[15] Wolf E 1959 *Proc . Roc . Soc . A* **253** 349

[16] Davidson M P 1990 *Microcircuit Engineering Conf.* **13** 523

[17] Lucas K D 1991 Master 's Thesis Carnegie Mellon SRC Report no. CMU-CAD-9 1-54 Pittsburgh PA

[18] Yuan C M , Strojwas A J 1991 *J . Opt . Soc . Amer .* **8** 778

Vectorial Hopkins formulation depending on angles of off-axis illumination^{*}

Cao Peng-Fei Cheng Lin Zhang Xiao-Ping[†]

(*School of Information Science and Engineering , Lanzhou University , Lanzhou 730000 , China*)

(Received 21 March 2008 ; revised manuscript received 12 May 2008)

Abstract

Basing on vector electromagnetic theory and the waveguide model , the vectorial Hopkins formula is deduced . It contains incidence angle and azimuth angle of off-axis illumination , which is different from the traditional scalar Hopkins formula . By simulating the aerial image of the three dimensional mask in actual lithography process , the optimal angular range of oblique incidence is analyzed , and the impact of oblique incidence angle on imaging quality is also discussed .

Keywords : optical lithography , vectorial Hopkins formula , vector electromagnetism theory , off-axis illumination

PACC : 4225 , 4230

^{*} Project supported by the Program for New Century Excellent Talents in University of the Education Ministry of China (Grant No. NECT-04-0981).

[†] Corresponding author. E-mail : zxp@lzu.edu.cn