

高能电子束对抗蚀剂曝光的 Monte Carlo 模拟*

宋会英 张玉林 魏强 孔祥东

(山东大学控制学院电子束研究所 济南 250061)

摘要 利用分段散射模型, 借助 Monte Carlo 方法模拟了具有高斯分布特征的高能入射电子束($50\text{keV} \leq E_0 \leq 100\text{keV}$)在抗蚀剂中的散射过程, 分别得到了不同曝光条件下的电子背散射系数和能量沉积分布, 模拟结果与实验结果很好地符合. 在这一能量段, 当电子束能量越高、抗蚀剂越薄、基片材料的原子序数越低时, 邻近效应越弱. 本文的模拟结果不仅能为高能电子束光刻工艺优化曝光条件、降低邻近效应提供理论指导, 而且能为进一步的邻近效应的校正提供更精确的数据.

关键词 电子束光刻 Monte Carlo 模拟 邻近效应 二次电子

1 引言

随着微电子学的发展, 集成电路的集成度不断地提高, 这就要求集成电路芯片要有更高的功能密度、更低的功耗和更小的特征尺寸. 由于受光的衍射等特征的限制, 利用光学光刻技术很难加工 $0.13\mu\text{m}$ 以下的特征线条. 与光波相比, 电子的波长很短, 这能够从根本上克服光学光刻带来的限制.

电子束光刻技术分辨率的重要限制是由于电子的散射而使抗蚀剂上曝光的线条展宽. 这种效应就构成了目前用电子束刻蚀可以获得的最小线宽的基本限制.

为了利用电子束成功地实现高分辨率刻蚀, 必须弄清楚电子与抗蚀剂和基片的相互作用和散射效应. 入射束能量的大小、抗蚀剂的类型、抗蚀剂的厚度、基片的类型和若干其他参数等均是减少邻近效应, 提高分辨率要考虑的关键因素.

在以往对电子与抗蚀剂和基片的相互作用的研究中, 通常采用连续减速近似方法^[1-3], 即把离散的能量损失过程近似为连续能量损失, 认为每次散射均为弹性散射, 在电子的散射轨迹上连续地损失能量. 在大量电子集体入射的情况下, 这种近似方法得到的能量损失率与实验结果比较好地符合. 但是, 用这种方法得到的抗蚀剂中的能量沉积横向分布却与实验结果

存在着较大的差别, 其根本原因是没有考虑二次电子的产生和作用.

考虑到实际的电子散射过程是一个离散的能量损失过程, 即电子只在每次散射的终点处损失能量, Murata、Kyster 等人^[4]提出的混合模型将实际的能量损失分为连续与离散两个过程. 入射电子在抗蚀剂中散射时, 在碰撞前由于等离子激发连续地损失能量, 在发生非弹性碰撞时, 离散地损失能量, 产生二次电子, 二次电子的方向几乎与入射电子的运动方向垂直, 所以二次电子拓宽了入射电子的作用范围. 因此, 在特征尺寸为亚微米和纳米级的情况下, 为了更加精确地模拟电子在抗蚀剂中的能量沉积, 必须考虑二次电子的产生及其散射过程.

Moller 散射截面是在自由电子假设的基础上推导出来的, 二次电子的能量范围由接近零到入射电子能量的一半. 能量较低的慢速二次电子, 行程不远, 对胶中能量沉积不起主要作用, 因此该模型只考虑快速二次电子的作用, 而忽略慢速二次电子. 当入射电子的能量较高时, 该模型误差较小^[5], 但当入射电子能量较低时($E_0 \leq 20\text{keV}$), 利用考虑所有二次电子的 Gryzinsky 散射截面得到了与实验更加一致的结果^[6].

本文将在考虑二次电子贡献的前提下, 利用分段散射模型, 借助 Monte Carlo 方法模拟具有高斯分布特征的高能入射电子束 ($50\text{keV} \leq E_0 \leq 100\text{keV}$) 在抗蚀

2005 - 01 - 04 收稿, 2005 - 07 - 06 收修改稿

* 国家自然科学基金(90307003), 山东省自然科学基金(Y2003G03)和山东省科技攻关计划基金(022090105)资助

剂中的散射过程, 进而研究不同曝光条件下的电子背散射系数和能量沉积分布, 并与实验结果进行比较.

2 邻近效应

电子在抗蚀剂和基片中散射的最大距离可达到数个 μm , 因此抗蚀剂中某一点所吸收的能量不仅取决于该点入射电子的剂量, 而且还会受到相邻曝光点产生的影响. 在较大曝光面积的中心, 如图 1 的 A 点, 包含来自周围入射电子的很多分量, 而在曝光图形的拐角和边缘处没有接收到相同的总剂量. 如果边缘处(如 B)的吸收能量密度正好为显影阈值, 则其拐角处(如 C)则不能显影出所希望的位置, 这称为内部邻近效应^[7]. 当相邻的图形相距很近时, 则产生共同的曝光效应, 使相邻图形之间彼此向对方凸出和延伸(如 D 处), 甚至形成桥接现象, 这称为相互邻近效应^[7].

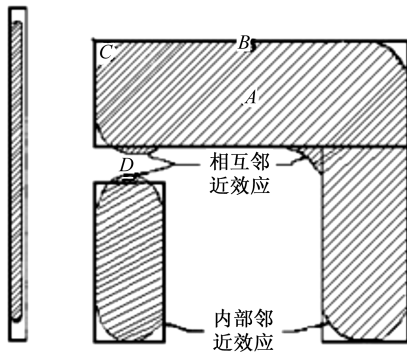


图 1 邻近效应示意图

邻近效应是由电子散射引起的, 虽然不可避免, 但是可以采取措减少或校正. 邻近效应校正的目标是使每一曝光点吸收的能量密度一致. 为了计算每一曝光点的能量密度, 许多校正软件采用 Chang 提出的双高斯函数^[8]近似表示曝光点能量沉积的点扩展函数

$$f(r) = \frac{1}{\pi(1+\eta)} \left[\frac{1}{\alpha^2} e^{-(r/\alpha)^2} + \frac{\eta}{\beta^2} e^{-(r/\beta)^2} \right], \quad (1)$$

式中 α 和 β 分别是前散射和背散射作用的特征半宽, 参数 η 是背散射电子沉积的总能量与前散射电子沉积的总能量之比. 这种模型可以通过实验方法来确定 α , β 和 η 的值. 在商业软件中存储了一些曝光条件的参数, 在对图形曝光前, 利用点扩展函数计算各图形曝光点应入射的电子数量, 从而使各曝光点吸收的能量密度均衡, 达到邻近效应校正的目的. 但是, 这些参数受入射电子束能、抗蚀剂材料、抗蚀剂厚度、基片材料等因素的影响. 如果其中的某一条件发生变化, 就需要重新确定这些参数. 为了减少实验次数和降低由

于测量引起的误差, 可以对 Monte Carlo 模拟数据进行拟合, 确定这些参数. 再者, 点扩展函数只是一种近似, 为了更准确地进行邻近效应校正, 可以直接利用 Monte Carlo 能量沉积的模拟数据进行各曝光点能量沉积的计算. 因此精确地模拟电子束曝光中的能量沉积对邻近效应的校正具有重要的意义.

3 散射模型

入射电子在固体中的散射可归结为两种情况: (1) 入射电子与原子核之间发生弹性碰撞, 称为弹性散射. 在弹性散射中, 由于原子核的质量远大于电子的质量, 可近似认为碰撞后入射电子只改变方向, 其能量不变. (2) 入射电子与核外电子发生的碰撞, 这种碰撞引起的电子散射称为非弹性散射. 在非弹性散射中, 原子被激发或电离, 入射电子损失能量, 同时伴随 X 射线或其他电子(如二次电子、俄歇电子等)的激发.

3.1 弹性散射截面

通过量子力学分波法求解 Dirac 方程获得的 Mott 截面比屏蔽的 Rutherford 截面能够更准确的描述弹性散射^[9], Mott 微分散射截面为

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 + |g(\theta)|^2, \quad (2)$$

其中 $f(\theta)$ 和 $g(\theta)$ 是利用量子力学分波法求解相对论 Dirac 方程获得的入射波和散射波的波函数. 在 Monte Carlo 模拟中, 计算 Mott 截面的速度较慢, 为了提高模拟计算的效率, 可以采用查表与插值的方法^[2].

3.2 非弹性散射截面

非弹性散射过程分为两个基本的激发过程: 一是入射电子与结合紧密的壳层电子的碰撞, 二是入射电子与结合松散的外层电子的碰撞.

入射电子与结合紧密的壳层电子的碰撞用 Gryzinsky 截面描述^[10], 其微分截面为

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(\Delta E)}{d\Delta E} &= \frac{\pi e^4}{\Delta E^3} \frac{E_B}{E_0} \left(\frac{E_0}{E_0 + E_B} \right)^{\frac{3}{2}} \times \\ &\left(1 - \frac{\Delta E}{E_0} \right)^{\frac{E_B}{(E_B + \Delta E)}} \times \left\{ \frac{\Delta E}{E_B} \left(1 - \frac{E_B}{E_0} \right) + \right. \\ &\left. \frac{4}{3} \ln \left[2.7 + \left(\frac{E_0 - \Delta E}{E_B} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \right\}, \quad (3) \end{aligned}$$

其中 e 为电子电量, ΔE , E_B , E_0 分别是能量损失、平均结合能、入射电子的能量(单位均为 keV).

Gryzinsky 总截面为

$$\sigma_{\text{inel}}^{\text{G}} = \frac{6.51 \times 10^{-14} N_s}{E_{\text{B}}^2} \frac{N_s}{U} \left(\frac{U-1}{U+1} \right)^{3/2} \times \left[1 + \frac{2}{3} (1 - 1/2U) \ln(2.7 + (U-1)^{1/2}) \right], \quad (4)$$

其中 $U = E_0/E_{\text{B}}$, N_s 是某一层上的电子数.

入射电子与结合松散的外层电子的碰撞用 Moller 截面描述^[4], 其微分截面为

$$\left(\frac{d\sigma_f}{d\varepsilon} \right)_{\text{M}} = \frac{2\pi e^4}{mv^2 E_0} \left[\frac{1}{\varepsilon^2} + \frac{1}{(1-\varepsilon)^2} + \left(\frac{\tau}{\tau+1} \right)^2 - \frac{2\tau+1}{(\tau+1)^2} \frac{1}{\varepsilon(1-\varepsilon)} \right], \quad (5)$$

其中 $\varepsilon = \Delta E/E_0$, $\tau = (\gamma^{-1} - 1)$ 是被电子的静质能 mc^2 归一化的入射电子的动能, $\gamma = \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}$, m 是电子的静止质量, v 是电子的相对论速度,

$$\sigma_{\text{inel}}^{\text{M}} = \int_{\varepsilon_i}^{1/2} \frac{d\sigma_{\text{M}}}{d\varepsilon} d\varepsilon = \frac{2\pi e^4}{mv^2 E_0} \left[\left(\frac{1}{2} - \varepsilon_i \right) \left(\frac{\tau}{\tau+1} \right)^2 + \frac{1}{\varepsilon_i} - \frac{1}{1-\varepsilon_i} - \frac{2\tau+1}{(\tau+1)^2} \ln \frac{1-\varepsilon_i}{\varepsilon_i} \right], \quad (6)$$

其中 ε_i 为 $(E_{\text{B}} + 0.01)/E_0$.

3.3 Bethe 公式及其修正

虽然实际的电子散射过程是一个离散的过程, 即电子在散射的终点处离散地损失能量. 但由于在电子束曝光的过程中大量电子集体入射到固体中, 所以可以用平均能量损失率来表示大量电子的能量损失过程.

对于非相对论能量的电子, Bethe 根据量子力学方法导出了一个用连续减速近似方法计算能量损失率的公式

$$\left[-\frac{dE}{ds} \right]_{\text{Bethe}} = \frac{2\pi e^4}{E_0} nZ \ln \frac{1.166E_0}{J}, \quad (7)$$

其中 n 为原子密度, Z 为电子入射固体材料的原子序数, J 为平均电离能.

对于多元介质, n , Z 和 J 均取组成元素的平均值^[3].

Joy 在 Bethe 工作的基础上提出了低能范围的修正公式^[11]

$$\left[-\frac{dE}{ds} \right]_{\text{Joy}} = \frac{2\pi e^4}{E_0} nZ \ln \frac{1.166E_0}{J'}, \quad (8)$$

其中 $J' = \frac{J}{1+kJ/E}$, 该公式的准确性与 k 值有关, 通

过适当选取 k 值, 此式结果与实验结果达到最佳吻合^[11].

Joy 以列表的形式仅给出了 7 种元素的最佳 k 值, 并且 Joy 指出, 只要 k 值接近但小于 1, 其取值不会引起太大的误差. 因此, 我们采取线性插值的方法, 通过计算得到其他元素和化合物的 k 值.

高能电子需要进行相对论效应修正, Bethe 公式的相对论效应修正形式表示为^[5]

$$\left[-\frac{dE}{ds} \right]_{\text{R}} = \frac{2\pi e^4}{mv^2} nZ \left[\ln \frac{mv^2 E_0}{2J^2 \gamma^2} - (2\gamma - \gamma^2) \ln 2 + \gamma^2 + \frac{1}{8} (1 - \gamma^2) \right]. \quad (9)$$

3.4 混合模型

混合模型是描述二次电子产生的一个重要而有效的方法, 电子在散射过程中连续能量损失率为用 Bethe 公式计算的总能量损失率减去离散的能量损失率, 即

$$\left[\frac{dE}{ds} \right]_{\text{cont}} = \left[\frac{dE}{ds} \right]_{\text{Bethe}}' - \left[\frac{dE}{ds} \right]_{\text{dis}}, \quad (10)$$

其中 $\left[\frac{dE}{ds} \right]_{\text{cont}}$ 为由等离子激发引起的连续能量损失率, $\left[\frac{dE}{ds} \right]_{\text{dis}}$ 为由非弹性散射引起的离散的能量损失率, $\left[\frac{dE}{ds} \right]_{\text{Bethe}}'$ 为用 Bethe 公式计算的总能量损失率, 可根据不同的能量段分别选用(7), (8)或(9)式

$$\left[\frac{dE}{ds} \right]_{\text{dis}} = \left[\frac{dE}{ds} \right]_{\text{core}} + \left[\frac{dE}{ds} \right]_{\text{valence}}, \quad (11)$$

上式右边两项是根据电子的能量由 Gryzinsky 或 Moller 微分散射截面得到的能量损失率.

3.5 分段散射模型

本文提出了在 0.1—100keV 能量范围内进行电子束曝光 Monte Carlo 模拟的分段散射模型. 在该方案中, 对所有的弹性散射均采用精确的 Mott 弹性散射截面. 而对非弹性散射, 当能量处于 $0.1\text{keV} < E_0 \leq 10\text{keV}$, $10\text{keV} < E_0 \leq 20\text{keV}$ 和 $20\text{keV} < E_0 \leq 100\text{keV}$ 时, 分别采用了 Joy 修正的 Bethe 公式、通常的 Bethe 公式和相对论效应修正的 Bethe 公式来计算总能量损失率. 当 $0.1\text{keV} < E_0 \leq 20\text{keV}$ 和 $20\text{keV} < E_0 \leq 100\text{keV}$ 时, 分别采用了 Gryzinsky 散射截面和 Moller 散射截面计算离散的能量损失率.

4 计算过程

1) 计算高斯分布入射电子的初始坐标

高斯分布的电子束斑, 电子的初始坐标由下式^[12]抽样获得

$$\begin{cases} X_0 = R\sqrt{-\ln W_1} \cos(2\pi W_2) \\ Y_0 = R\sqrt{-\ln W_1} \sin(2\pi W_2) \\ Z_0 = 0 \end{cases}, \quad (12)$$

其中 R 为电子束斑的半径, W_1, W_2 为 $(0,1)$ 上均匀分布的随机数.

2) 计算弹性散射截面并确定散射中心

弹性散射截面用 Mott 截面, 通过查表和插值的方法获得总弹性散射截面 σ_{el} . 并通过概率随机抽样确定散射中心^[2].

3) 计算非弹性散射截面

当能量 $0.1\text{keV} \leq E_0 \leq 20\text{keV}$ 时, 非弹性散射截面 σ_{inel}^G 由(4)式计算. 当能量 $20\text{keV} < E_0 \leq 100\text{keV}$ 时, 非弹性散射截面 σ_{inel}^M 由(6)式计算.

4) 计算电子在固体中的自由程

电子在固体中的平均自由程 λ_T 满足方程: $1/\lambda_T = 1/\lambda_{el} + 1/\lambda_{inel}$, 自由程 λ 满足泊松分布, 则 $\lambda = -\lambda_T \ln R_1$, 其中 R_1 为 $(0,1)$ 上均匀分布的随机数.

5) 判断散射类型

满足不等式 $R_2 \leq \frac{1/\lambda_{el}}{1/\lambda_T}$ 的为弹性散射, 否则为非弹性散射, R_2 为 $(0,1)$ 上均匀分布的随机数, 若为非弹性散射, 则需继续利用 R_2 判断是与结合紧密的壳层电子的碰撞, 还是与结合松散的价带电子的碰撞, 若满足不等式

$$\frac{1/\lambda_{el}}{1/\lambda_T} < R_2 \leq \frac{1/\lambda_{el} + 1/\lambda_L}{1/\lambda_T},$$

则为与 L 层电子的碰撞, 若满足不等式 $\frac{1/\lambda_{el} + 1/\lambda_L}{1/\lambda_T} < R_2 \leq 1$, 则为与价带电子的碰撞.

6) 计算入射电子的能量损失、二次电子的能量及它们的散射角

若为非弹性散射, 当能量 $0.1\text{keV} \leq E_0 \leq 20\text{keV}$ 时, 非弹性散射的能量损失 ΔE 由(13)式获得^[6]

$$R_3 = \int_{E_B}^{\Delta E} \left(\frac{d\sigma(\Delta E)}{d\Delta E} \right) d\Delta E / \int_{E_B}^{E_0} \left(\frac{d\sigma(\Delta E)}{d\Delta E} \right) d\Delta E, \quad (13)$$

R_3 为 $(0,1)$ 上均匀分布的随机数.

二次电子的能量: $E_{se} = \Delta E - E_B$, 入射电子和二

次电子的散射角分别为 θ_p 和 θ_s , 则: $\sin^2 \theta_p = \Delta E/E_0$, $\cos^2 \theta_s = \Delta E/E_0$.

当能量 $20\text{keV} < E_0 \leq 100\text{keV}$ 时, 非弹性散射产生的二次电子的能量由(14)式获得^[6]

$$R_3 = \int_{E_i}^{E_{se}} \frac{d\sigma_M}{dE} dE / \int_{E_i}^{E_0/2} \frac{d\sigma_M}{dE} dE, \quad (14)$$

其中 $E_i = E_B + 0.01$. 入射电子和二次电子的散射角分别为 θ_p 和 θ_s , 则: $\sin^2 \theta_p = 2\varepsilon/(2 + \tau - \tau\varepsilon)$, $\sin^2 \theta_s = 2(1 - \varepsilon)/(2 + \tau\varepsilon)$.

若为弹性散射, 弹性散射角 θ 可由公式

$$R_4 = \int_0^\theta \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \sin\theta d\theta / \int_0^\pi \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \sin\theta d\theta$$

抽样获得, 其中 R_4 为 $(0,1)$ 上均匀分布的随机数.

7) 计算方位角

方位角由公式 $\phi = 2\pi R_5$ 抽样获得, 其中 R_5 为 $(0,1)$ 上均匀分布的随机数.

8) 计算散射终点的坐标

由电子的初始坐标、散射角 θ 、方位角 ϕ 和自由程 λ , 并且利用散射电子空间输运坐标转换方法^[13] 计算得到该次散射终点的坐标.

9) 计算入射电子在散射终点的剩余能量

如果是弹性散射, 入射电子的能量损失为 $\Delta E_{cont} = |[dE/ds]_{cont}| \cdot \lambda$, 如果是非弹性散射, 入射电子的能量损失为 $\Delta E_{cont} + \Delta E$, 由入射束能 E_0 和能量损失可计算得散射终点的剩余能量.

如果二次电子的能量大于 200eV , 则用 Bethe 公式跟踪, 直至其能量小于 100eV 为止, 否则认为该电子的能量沉积到相应的坐标单元中. 入射电子不断进行弹性或非弹性散射, 跟踪直至其能量小于 100eV .

5 结果与讨论

5.1 背散射系数和能量沉积分布

弹性散射用 Mott 弹性散射截面描述, 对非弹性散射分别用传统的不考虑二次电子产生的连续减速近似模型和分段散射模型对高能电子在 Au 膜中的散射进行了模拟, 分别得到了相应的背散射系数, 我们的模拟结果与文献[14]得到的实验结果的对比如图 2 所示. 模拟结果表明, 除了一个实验点之外, 两种模拟方法得到的背散射电子系数与实验结果的差别都 $\lesssim 3\%$, 并且分段模型比传统模型的模拟结果更接近实验测量值. 这表明, 如果弹性散射模型相同, 不同的非弹性散射模型对背散射系数的影响不大.

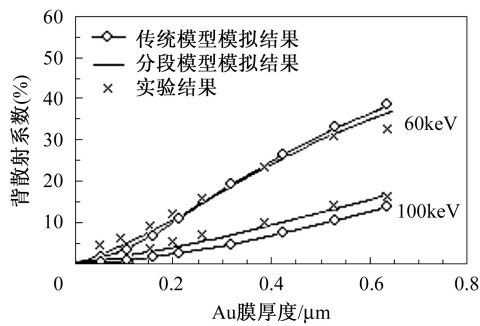


图 2 模拟数据与实验数据的比较

分别用上述两种模型, 入射电子束能量为 100keV, 对 Si 基片上厚度为 300nm 的 PMMA 抗蚀剂进行 Monte Carlo 模拟得到的能量沉积面密度横向分布如图 3 所示. 模拟结果表明, 二次电子拓宽了电子束的作用范围, 所以计算电子束在抗蚀剂中的能量沉积分布时, 考虑二次电子的产生是必要的(模拟中的入射电子数为 20000, 束斑半径为 10nm, 下同).

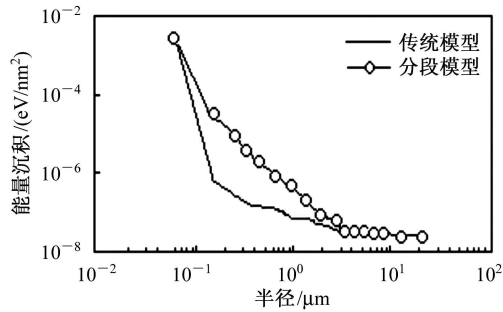


图 3 两种模拟方法求得的能量沉积面密度横向分布

5.2 入射电子束能对能量沉积的影响

入射电子束能量的大小直接影响电子的散射过程, 对能量沉积分布的影响较大. 图 4 给出了入射电子束能量为 50 和 100keV 时在 Si 基片上厚度为 500nm 的 PMMA 胶中的能量沉积面密度 ($y = 0$ 处) 横向分布. 从图中可以看出, 当电子束的能量越高时, 电子横向作用范围越大, 但是抗蚀剂吸收能量密度分布曲线越陡

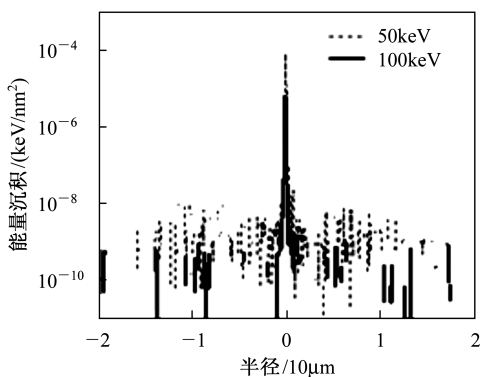


图 4 入射束能对能量沉积的影响

峭. 因此提高入射电子束能量可以减弱邻近效应, 有利于提高曝光分辨率, 并且, 能量越高, 邻近效应越弱, 其分辨率越高.

5.3 抗蚀剂厚度对电子能量沉积的影响

抗蚀剂厚度对电子束能量的沉积也有重要的影响. 图 5 给出了不同厚度抗蚀剂中的能量沉积面密度 ($y = 0$ 处) 横向分布(入射束能量均为 50keV), 抗蚀剂厚度越薄, 吸收的能量密度分布曲线就越陡峭, 能量沉积的横向分布范围就越小, 邻近效应越低, 对应的分辨率就越高. 因此选择薄抗蚀剂将有利于提高图形的分辨率.

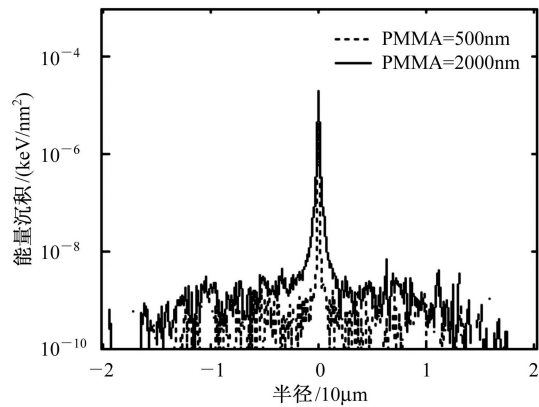


图 5 抗蚀剂厚度对能量沉积密度的影响

5.4 基片材料对电子能量沉积分布的影响

图 6 给出了入射束能为 50keV, 厚度为 500nm 的 PMMA 在不同基片上的能量沉积面密度 ($y = 0$ 处) 横向分布. 对于高原子序数材料而言, 背散射作用的增加使抗蚀剂中吸收能量密度增大, 基片的原子序数越高, 效果越明显. 这是因为基片的原子序数越高, 产生的背散射电子数目越多, 对抗蚀剂的曝光就越严重. 因此, 采用低原子序数的基片可以减小背散射作用, 因而可大大地减少邻近效应.

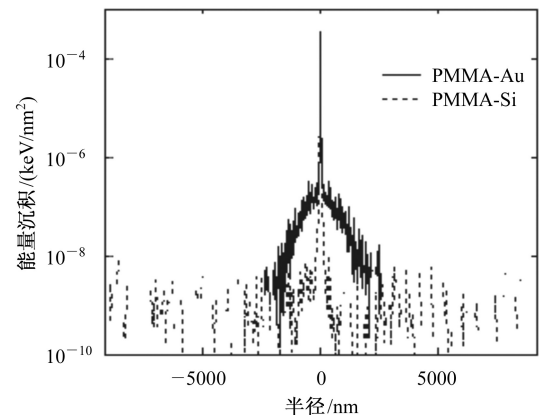


图 6 基片材料对能量沉积密度的影响

6 结论

综上所述, 本文在考虑二次电子的产生和散射的情况下, 利用分段散射模型, 借助 Monte Carlo 方法模拟了具有高斯分布特征的高能($50\text{keV} \leq E_0 \leq 100\text{keV}$)入射电子束斑在抗蚀剂中的散射过程, 分别得到了不同曝光条件下电子的背散射系数及能量沉积分布, 本文得到的模拟结果与已发表的实验结果

很好地符合. 我们发现, 这比用传统的不考虑二次电子产生和散射的连续减速近似方法得到的模拟结果更加符合实际的电子散射过程, 其精度更高. 在这一能量段, 当入射电子束的能量越高, 抗蚀剂越薄, 基片材料的原子序数越小时, 其邻近效应就越小, 这一结果也与实验很好地符合. 本文的模拟结果不仅能为高能电子束光刻技术中曝光条件的优化提供理论指导, 更可为进一步邻近效应的校正提供数据基础.

参考文献(References)

- REN Li-Ming. Study on Monte Carlo Simulation of Electron Beam Lithography and Proximity Effect Correction Technique. Doctoral Thesis. Center of Microelectronics, The Chinese Academy of Science, 2002 (in Chinese) (任黎明. 电子束曝光的 Monte Carlo 模拟及邻近效应校正技术研究. 博士论文. 中国科学院微电子中心, 2002)
- REN Li-Ming, CHEN Bao-Qin. Chinese Journal of Semiconductors, 2001, **22**(12): 1519 (in Chinese) (任黎明, 陈宝钦. 半导体学报, 2001, **22**(12): 1519)
- TAN Zhen-Yu, He Yan-Cai. Chinese Journal of Computational Physics, 2000, **17**(3): 331—336 (in Chinese) (谭震宇, 何延才. 计算物理, 2000, **17**(3): 331—336)
- Kenji Murata, David F Kyser, Chiu H. Ting. J. Appl. Phys., 1981, **52**(7): 4396
- Ivin V V, Silakov M V, Babushkin G A et al. Microelectronic Engineering, 2003, **69**: 594
- Pandey L N, Rustgi M L. J. Appl. Phys., 1989, **66**(12): 6059
- LIU Ming, CHEN Bao-Qin, ZHANG Jian-Hong et al. Microfabrication Technology, 2000 (1): 16 (in Chinese) (刘明, 陈宝钦, 张建宏等. 微细加工技术, 2000 (1): 16)
- Chang T H P. J. Vac. Sci. Technol, 1975, **12**(6): 1271
- Murata K, Kawata H, Nagami K et al. J. Vac. Sci. Technol., 1987, **B5**(1): 124
- Adesida, Shimizu R, Everhart T E. J. Appl. Phys., 1980, **51**(11): 5062
- Joy D C, Lou S. Scanning, 1989, **11**(4): 176
- REN Li-Ming, CHEN Bao-Qin. Microfabrication Technology, 2001 (3): 60 (in Chinese) (任黎明, 陈宝钦. 微细加工技术, 2001 (3): 60)
- REN Li-Ming, CHEN Bao-Qin, TAN Zhen-Yu et al. Opto-Electronic Engineering, 2002, **29**(3): 24 (in Chinese) (任黎明, 陈宝钦, 谭震宇等. 光电工程, 2002, **29**(3): 24)
- Reimer L, Krefting E R. National Bureau of Standards Special Publication, 1976, **460**: 45

Monte Carlo Simulation of High-Energy Electron Beam Exposure in Resist^{*}

SONG Hui-Ying ZHANG Yu-Lin WEI Qiang KONG Xiang-Dong

(Institute of Electron Beam, Shandong University, Ji'nan 250061, China)

Abstract The complex scattering process of the high-energy($50\text{keV} \leq E_0 \leq 100\text{keV}$) electron beams with the Gaussian distribution in resist is simulated by Monte Carlo method with different energy range models. The backscatter coefficient of electrons and energy deposition distributions are presented under different exposure conditions. The simulation results are in good agreement with the experimental data. It is found that, in the energy range $50\text{keV} \leq E_0 \leq 100\text{keV}$, higher electron beam energy, thinner resist and lower substrate's atom number will cause lower proximity effect, which agrees with the corresponding experiment. The present results not only can help to optimize the exposure conditions in Electron Beam Lithography, but also supply more accurate data for proximity effect correction.

Key words electron beam lithography, Monte Carlo simulation, proximity effect, secondary electron

Received 4 January 2005, Revised 6 July 2005

^{*}Supported by NSFC (90307003), NSF of Shandong Province (Y2003G03) and Science and Technology Tackle Program of Shandong Province (022090105)