

01;07

Интегральная оценка качества дифракционного изображения в оптической литографии на основе строгого решения задачи дифракции плоской волны на щели

© А.С. Рудницкий,¹ В.М. Сердюк²

¹ Белорусский государственный университет,
220108 Минск, Белоруссия

² Институт прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко Белорусского государственного университета,
220108 Минск, Белоруссия
e-mail: serdyukvm@bsu.by

(Поступило в Редакцию 1 ноября 2011 г.)

Предложен метод интегральной оценки качества оптического дифракционного изображения, который использует несколько скалярных параметров, определяемых посредством интегрального сравнения двух функций на поверхности формирования изображения. Первая функция представляет собой реальное распределение плотности энергии электрического поля на данной поверхности и может моделироваться решением соответствующей строгой или приближенной дифракционной задачи формирования изображения, а в качестве второй функции берется требуемое распределение энергии на указанной поверхности. Метод продемонстрирован на примере оценки качества изображений, получаемых при бесконтактной печати с фотошаблона в оптической литографии, где функция изображения вычисляется с помощью известного строгого решения задачи дифракции плоской волны на щели в проводящем экране.

Введение

Оптический литографический процесс является одним из этапов производства планарных интегральных схем, который в значительной степени определяет качество производимой продукции [1–4]. На этом этапе проводится экспонирование фоторезиста, помещенного на поверхности полупроводниковой пластины, через непрозрачный шаблон, который воспроизводит рисунок создаваемой интегральной микросхемы. Для оптимизации литографического процесса необходимо иметь количественные критерии, которые позволили бы оценивать качество оптического изображения шаблона в объеме фоторезиста. Обычно такие критерии вводятся с использованием оптических передаточных функций [1–5], получаемых из стандартных приближенных дифракционных моделей формирования оптических изображений, например, приближенной модели дифракции на плоской решетке [1,6] или модели дифракции Кирхгофа на плоской апертуре [5]. Однако фотолитографический процесс обладает своей спецификой в сравнении с обычными оптическими методами получения оптических изображений [1–5]. Основная его задача — получить равномерную засветку изображения каждого отверстия шаблона с предельно резкой границей. Поэтому здесь не вполне пригодны привычные критерии качества оптических изображений [7,8], такие как дифракционное разрешение и наличие оптических aberrаций. Эти критерии несут, скорее, локальный характер и определяют качество изображения в некоторой точке, тогда как для литографии необходимы простые интегральные оценки, которые описывали бы качество изображения отверстия в целом.

Кроме того, современные тенденции миниатюризации интегральных схем диктуют особые условия применения литографического процесса в предельном дифракционном режиме, когда толщина шаблона, размеры отверстий в нем и его расстояние до поверхности фоторезиста оказываются величинами одного порядка с длиной волны экспонирующего излучения. В этих условиях приближенные теоретические модели распространения и дифракции экспонирующего излучения через шаблон оказываются некорректными и не могут служить обоснованием для критериев качества литографического процесса. Здесь теоретическое моделирование может проводиться только на основе строгой теории дифракции, либо с использованием численных методов расчета (см., например, [9,10]), корректно учитывающих основные дифракционные эффекты. В строгой теории известно решение ряда модельных задач, которые могут служить упрощенной моделью бесконтактного литографического процесса [11–14], например, решение задачи дифракции плоской электромагнитной волны на щели в непрозрачном плоском экране конечной толщины, расположенном перед полубесконечным диэлектриком [13]. Оно описывает дифракционные поля как локальные функции координат в каждой точке пространства. Однако для практических нужд литографии желательно было бы иметь всего несколько интегральных параметров, характеризующих дифракционное поле в целом, по которым можно было бы оценивать качество дифракционного изображения щели, и на основе этого выбирать оптимальный вариант литографического процесса. Целью настоящей работы является определение минимального числа интегральных параметров дифракционного оптического изображения щели, которое необходимо для характеристики его качества, и изучение зависимости

этих параметров от исходных геометрических параметров задачи (ширины щели и толщины непрозрачного экрана).

1. Строгое решение задачи дифракции на щели

Для моделирования дифракционного процесса формирования изображения будем использовать строгое решение задачи волновой дифракции на щели, представленное в работе [13]. Оно описывает стационарную двумерную дифракцию плоской электромагнитной волны

$$\exp[ik\alpha_0(x+d) + ik\beta_0 y] \quad (1)$$

на щели в идеально проводящем экране конечной толщины $2d$, за которым на некотором расстоянии H расположен полубесконечный диэлектрик с диэлектрической проницаемостью ε (рис. 1). Здесь $k = \omega/c$ — волновое число, $\alpha_0 = \cos \vartheta$ и $\beta_0 = \sin \vartheta$ — параметры распространения волны по осям x и y , ϑ — угол падения волны на экран со щелью. Временная зависимость поля определяется множителем $\exp(-i\omega t)$, который всюду опускается. Обычно двумерное поле дифракции представляется в виде суперпозиции двух независимых поляризаций H и E [7,13], у которых имеются следующие компоненты электрического и магнитного векторов:

$$E_z = u, \quad H_x = -\frac{i}{k} \frac{\partial u}{\partial y}, \quad H_y = \frac{i}{k} \frac{\partial u}{\partial x}$$

для H -поляризации (электрический вектор ортогонален плоскости падения) и

$$E_x = \frac{i}{k} \frac{\partial v}{\partial y}, \quad E_y = -\frac{i}{k} \frac{\partial v}{\partial x}, \quad H_z = \varepsilon(x)v$$

для E -поляризации (магнитный вектор ортогонален плоскости падения). Здесь u и v — комплексные скалярные функции координат x и y , которые должны удовлетворять волновому уравнению Гельмгольца [7,13], $\varepsilon(x)$ — кусочно-постоянная функция, равная диэлектрической проницаемости диэлектрика ε внутри области его расположения и единице вне ее. Во всех областях распространения поля (перед экраном, внутри щели и за экраном) данные функции строятся в виде суперпозиции гармонических мод координаты y . Перед экраном ($x \leq -d$)

$$u = \left(e^{ik\alpha_0(x+d)} - e^{-ik\alpha_0(x+d)} \right) e^{ik\beta_0 x} + \int_{-\infty}^{+\infty} A(\beta) e^{-ik\alpha(x+d) + ik\beta y} d\beta, \quad (2a)$$

$$v = \alpha_0^{-1} \left(e^{ik\alpha_0(x+d)} + e^{-ik\alpha_0(x+d)} \right) e^{ik\beta_0 x} - \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha^{-1} \bar{A}(\beta) e^{-ik\alpha(x+d) + ik\beta y} d\beta, \quad (2b)$$

где первые слагаемые в правых частях (2) представляют собой сумму падающей и отраженной волн, а инте-

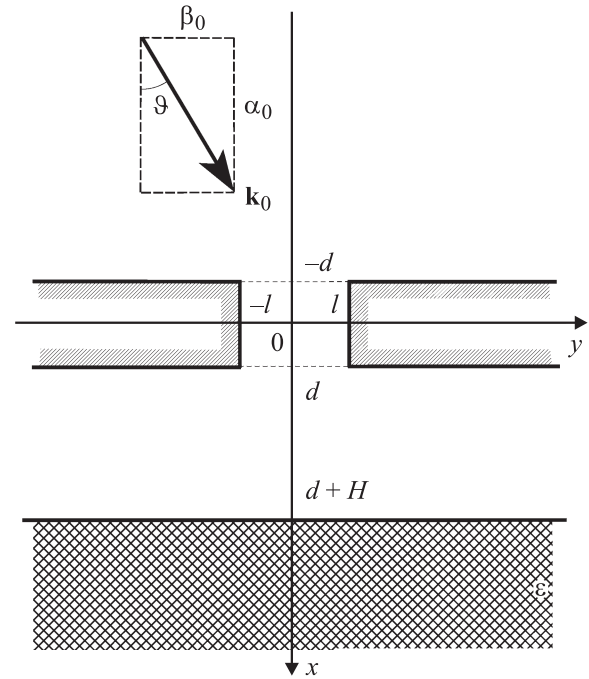


Рис. 1. Дифракция плоской волны на щели в плоском экране конечной толщины, за которым помещен диэлектрик [13].

гральные слагаемые есть разложения дифракционного поля в интеграл Фурье, $\alpha = (1 - \beta^2)^{1/2}$ — параметр распространения плосковолновой фурье-компоненты по оси x с неотрицательной мнимой частью. Внутри щели ($-d \leq x \leq d$, $-l \leq y \leq l$, рис. 1) нужно учитывать граничные условия на проводящих границах $y = -l$ и $y = l$, согласно которым на идеально проводящей поверхности величина u и нормальная производная от v должны обращаться в нуль. Эти условия допускают представление поля в виде суммы по бесконечному дискретному ряду параметров распространения мод [11,13]

$$u = \sum_{n=1}^{+\infty} \left\{ [a_n^{(s)} \exp(ik\sigma_n^{(s)}(d+x)) + b_n^{(s)} \exp(ik\sigma_n^{(s)}(d-x))] \cos(k\xi_n^{(s)} y) + i [a_n^{(a)} \exp(ik\sigma_n^{(a)}(d+x)) + b_n^{(a)} \exp(ik\sigma_n^{(a)}(d-x))] \sin(k\xi_n^{(a)} y) \right\}, \quad (3a)$$

$$v = \sum_{n=1}^{+\infty} \left\{ \frac{1}{\bar{\sigma}_n^{(s)}} [\bar{a}_n^{(s)} \exp(ik\bar{\sigma}_n^{(s)}(d+x)) - \bar{b}_n^{(s)} \exp(ik\bar{\sigma}_n^{(s)}(d-x))] \cos(k\bar{\xi}_n^{(s)} y) + i \frac{1}{\bar{\sigma}_n^{(a)}} [\bar{a}_n^{(a)} \exp(ik\bar{\sigma}_n^{(a)}(d+x)) - \bar{b}_n^{(a)} \exp(ik\bar{\sigma}_n^{(a)}(d-x))] \sin(k\bar{\xi}_n^{(a)} y) \right\}, \quad (3b)$$

где

$$\begin{aligned} \xi_n^{(s)} &= \bar{\xi}_n^{(a)} = \frac{\pi}{kl} \left(n - \frac{1}{2} \right), \\ \xi_n^{(a)} &= \frac{\pi n}{kl}; \quad \bar{\xi}_n^{(s)} = \frac{\pi}{kl} (n - 1), \\ \sigma_n^{(s,a)} &= \sqrt{1 - (\xi_n^{(s,a)})^2}, \\ \bar{\sigma}_n^{(s,a)} &= \sqrt{1 - (\bar{\xi}_n^{(s,a)})^2}, \end{aligned}$$

есть параметры распространения симметричных и антисимметричных мод по координатам y и x , $a_n^{(s,a)}$, $\bar{a}_n^{(s,a)}$ и $b_n^{(s,a)}$, $\bar{b}_n^{(s,a)}$ — амплитуды мод, бегущих в противоположных направлениях оси x .

В области за экраном ($x \geq d$) следует учитывать отражение и преломление поля на плоской границе диэлектрика $x = d + H$, где должна иметь место непрерывность величин u и $v \varepsilon(x)$, а также нормальных производных от функций u и v [13]. Тогда между экраном и диэлектриком (при $d \leq x \leq d + H$) будем иметь

$$\begin{aligned} u &= \int_{-\infty}^{+\infty} B(\beta) \frac{e^{ika(x-d)} + R(\beta)e^{ika(d+2H-x)}}{1 + R(\beta)e^{2ikaH}} e^{ik\beta y} d\beta, \\ v &= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\bar{B}(\beta)}{\alpha} \frac{e^{ika(x-d)} + \bar{R}(\beta)e^{ika(d+2H-x)}}{1 - \bar{R}(\beta)e^{2ikaH}} e^{ik\beta y} d\beta, \end{aligned} \quad (4)$$

а в диэлектрике (при $x \geq d + H$)

$$\begin{aligned} u &= \int_{-\infty}^{+\infty} B(\beta) \frac{T(\beta)e^{ikaH}}{1 + R(\beta)e^{2ikaH}} e^{iky(x-d-H)+ik\beta y} d\beta, \\ v &= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\bar{B}(\beta)}{\alpha} \frac{\bar{T}(\beta)e^{ikaH}}{1 - \bar{R}(\beta)e^{2ikaH}} e^{iky(x-d-H)+ik\beta y} d\beta. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $\gamma = (\varepsilon - \beta^2)^{1/2}$ — параметр распространения моды по оси x внутри диэлектрика, для которого также должна выбираться ветвь с неотрицательной мнимой частью,

$$\begin{aligned} R(\beta) &= \frac{\alpha - \gamma}{\alpha + \gamma}, & \bar{R}(\beta) &= \frac{\varepsilon\alpha - \gamma}{\varepsilon\alpha + \gamma}, \\ T(\beta) &= \frac{2\alpha}{\alpha + \gamma}, & \bar{T}(\beta) &= \frac{2\alpha}{\varepsilon\alpha + \gamma} \end{aligned}$$

— коэффициенты отражения и преломления каждой моды H - и E -поляризации на диэлектрической границе $x = d + H$.

Амплитуды дифракционных мод во всех областях определяются в результате сшивания полей на граничных поверхностях $x = -d$ и $x = d$. При этом половина граничных условий позволяет выразить амплитуды мод вне щели $A(\beta)$, $B(\beta)$ и $\bar{A}(\beta)$, $\bar{B}(\beta)$ через амплитуды внутрищелевых мод $a_n^{(s,a)}$, $b_n^{(s,a)}$ и $\bar{a}_n^{(s,a)}$, $\bar{b}_n^{(s,a)}$, а другая

половина граничных соотношений преобразуется в систему линейных алгебраических уравнений относительно последних (подробнее см. в [13]). Тем самым решение задачи дифракции сводится к определению фурье-амплитуд непрерывных и дискретных разложений (2)–(5), после чего можно рассчитать поле в каждой точке пространства.

2. Эффективные параметры дифракционного изображения щели

С точки зрения фотолитографии интерес представляет только поле в диэлектрике, точнее, энергия электрического поля внутри его, поскольку именно она является причиной фотохимических изменений внутри поглощающего фоточувствительного материала. Локальное распределение энергии электрического поля в нем можно получить с помощью строгой теоретической модели [13], кратко описанной выше. Плотность энергии падающей волны (1) будет составлять $c/(8\pi)$ в случае H -поляризации и $c/(8\pi\alpha_0^2)$ в случае E -поляризации [7], тогда относительная плотность энергии электрического поля в каждой точке пространства определится выражением

$$w = |E_z|^2 \quad (6a)$$

для случая H -поляризации падающей волны и выражением

$$w = \alpha_0^2 (|E_x|^2 + |E_y|^2) \quad (6b)$$

в случае E -поляризации. На рис. 2 приведены вычисленные, согласно [13], локальные значения нормированной плотности энергии электрического поля в точках внутри поглощающего диэлектрика для случая H -поляризации нормально падающей плоской волны при трех различных значениях ширины щели (в случае E -поляризации получаются такие же картины локальных распределений). При этом комплексная диэлектрическая проницаемость диэлектрика принималась равной $\varepsilon = 3.422 + 0.0814i$ (фоторезист с показателем преломления 1.85 и коэффициентом поглощения 0.022 на длине волны 248 нм [1,15]).

Рис. 2 показывает, что локальное распределение энергии электрического поля внутри диэлектрика может иметь довольно сложный характер, который обусловлен дифракционными явлениями на краях щели (рис. 1). Фактически рис. 2 соответствует изображению щели, которое возникает вследствие такой дифракции на различной глубине внутри поглощающего диэлектрика. Для интегральной оценки электрического поля в диэлектрике с точки зрения практических потребностей фотолитографии можно использовать критерии [8], которые исходят из сравнения получаемого изображения с желаемым. В нашем случае одиночной щели в непрозрачном экране таковым является простая ступенчатая функция $f(y)$, где $f(y) = 1$ или какой-либо постоянной величине при $y_1 < y < y_2$ и $f(y) = 0$ при $y < y_1$ и $y > y_2$, где y_1

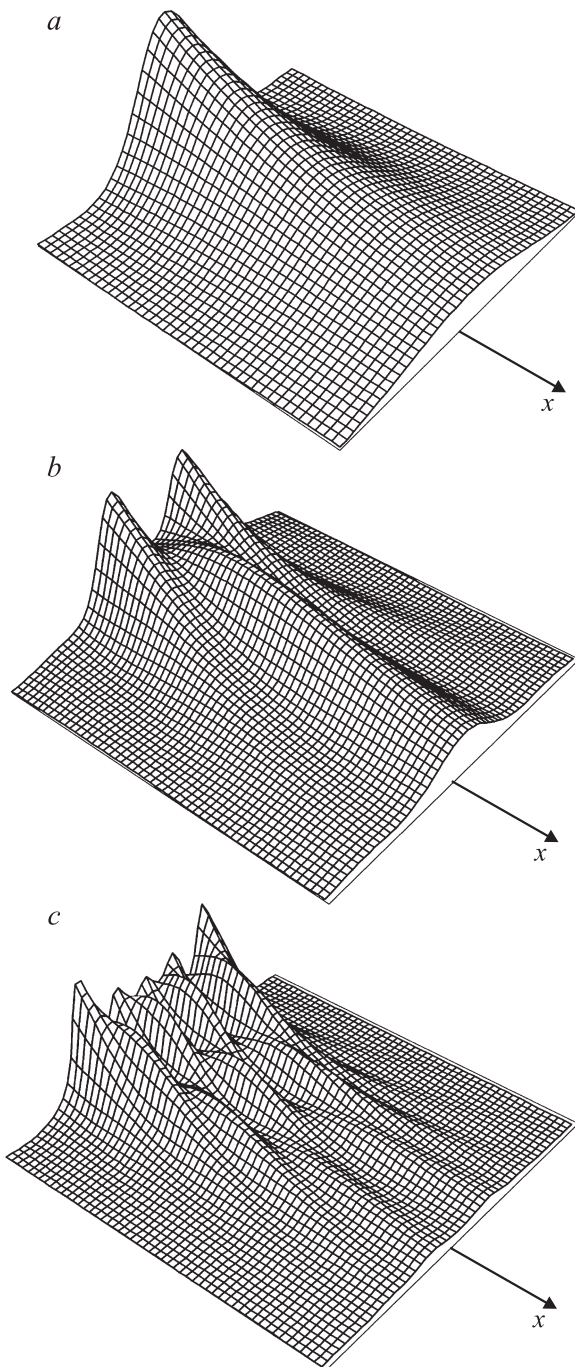


Рис. 2. Пространственное распределение плотности энергии электрического поля по глубине диэлектрика при дифракции H -поляризованной плоской волны на щели в плоском экране, за которым расположен диэлектрик. Толщина экрана $2d = 0.2\lambda$, расстояние от него до диэлектрика $H = \lambda$, полуширина щели $l = 0.8\lambda$ (a), 1.6λ (b), 3.2λ (c).

и y_2 — какие-либо значения координаты y , параллельной границе диэлектрика. Исходя из этих соображений будем сравнивать получаемое при вычислениях распределение локальной плотности электрической энергии

на поверхности диэлектрика с простой ступенчатой функцией

$$f_{st}(y) = \begin{cases} A_{\text{eff}}, & y_{\text{eff}} - L_{\text{eff}}/2 < y < y_{\text{eff}} + L_{\text{eff}}/2, \\ 0, & y < y_{\text{eff}} - L_{\text{eff}}/2, y > y_{\text{eff}} + L_{\text{eff}}/2, \end{cases} \quad (7)$$

где A_{eff} — амплитуда ступеньки, L_{eff} — ее ширина, y_{eff} — координата середины ступеньки.

Для плотности энергии, которая является неотрицательной функцией координаты y , параметры аппроксимирующей ступенчатой функции (7) можно определить следующим образом. В качестве амплитуды ступеньки возьмем среднее значение функции с весом, равным значению самой неотрицательной функции:

$$A_{\text{eff}} = \left(\int_{-\infty}^{+\infty} w^2(y) dy \right) \left(\int_{-\infty}^{+\infty} w(y) dy \right)^{-1}, \quad (8a)$$

а в качестве середины ступеньки — среднее значение координаты y с тем же весом

$$y_{\text{eff}} = \left(\int_{-\infty}^{+\infty} y w(y) dy \right) \left(\int_{-\infty}^{+\infty} w(y) dy \right)^{-1}. \quad (8b)$$

Что же касается ширины аппроксимирующей ступеньки L_{eff} , то ее целесообразно определять из условия равенства площадей под кривой $w(y)$ и под ступенчатой $f_{st}(y)$:

$$L_{\text{eff}} = \left(\int_{-\infty}^{+\infty} w(y) dy \right) A_{\text{eff}}^{-1}. \quad (8b)$$

Используя эту ступенчатую аппроксимацию для плотности электрической энергии (6) при $x = d + H$, можно ввести интегральные параметры оценки качества дифракционного изображения щели на поверхности диэлектрика. Первым параметром может служить сама амплитуда аппроксимирующей ступеньки A_{eff} , которая характеризует усредненную амплитуду изображения, или среднюю его плотность энергии. Вторым параметром будет отношение

$$C_d = \frac{y_{\text{eff}}}{2l}, \quad (9)$$

которое определяет относительное смещение изображения вдоль поверхности диэлектрика. Третьим параметром может служить отношение ширины ступеньки к ширине щели

$$C_w = \frac{L_{\text{eff}}}{2l}, \quad (10)$$

которое характеризует относительное уширение изображения при дифракции. В качестве четвертого параметра, следуя [8], возьмем величину, определяемую интегральным отклонением исходного распределения плотности

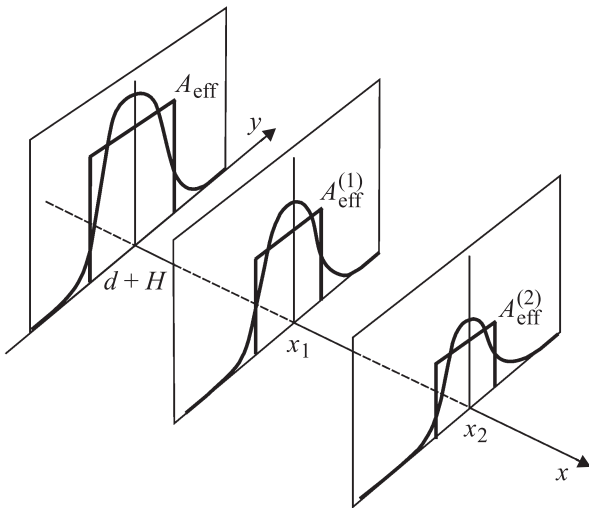


Рис. 3. К расчету эффективного коэффициента затухания в диэлектрике.

энергии $w(y)$ (6) от аппроксимирующей ступенчатой функции:

$$C_q = 1 - \left(\int_{-\infty}^{+\infty} [w(y) - f_{st}(y)]^2 dy \right) \left(\int_{-\infty}^{+\infty} w^2(y) dy \right)^{-1}. \quad (11)$$

Оно будет характеризовать относительную меру отклонения воспроизводимого изображения от идеального, т.е. качество дифракционного воспроизведения щели. Чем ближе величина C_q (11) к единице, тем лучше качество изображения. Наконец, еще один параметр нужен для оценки затухания плотности энергии при распространении в глубь поглощающего диэлектрика. В первом приближении в качестве последнего можно взять удвоенный коэффициент амплитудного затухания плоской волны $\text{Im}(\varepsilon - \beta_0^2)^{1/2}$, которая возникает в диэлектрике после преломления на его поверхности исходной падающей волны (1). Однако характер затухания сложной полевой структуры в поглощающем диэлектрике может отличаться от такового для плоской волны. Поэтому для оценки затухания поля будем использовать следующую процедуру. Вычислим распределение электрической энергии поля (6) для нескольких значений x , расположенных на разных расстояниях $x_j - H - d$ от границы диэлектрика (рис. 3), и определим для них величину амплитуды аппроксимирующей ступеньки $A_{\text{eff}}^{(j)}$ согласно (8а). Каждая такая амплитуда будет определять некоторый коэффициент экспоненциального затухания усредненной плотности энергии поля $\kappa^{(j)}$ в сравнении с плотностью на границе A_{eff} : $\kappa^{(j)} = \ln(A_{\text{eff}}/A_{\text{eff}}^{(j)})/(x_j - d - H)$. Эффективный интегральный коэффициент затухания получится, если усреднить вычисленные значения коэффициентов затухания для разной глубины проникновения поля, используя весовые множители — амплитуды

аппроксимирующих ступенчатых функций A_{eff} . Будем рассматривать не сам эффективный коэффициент затухания поля в диэлектрике, а его отношение к величине затухания энергии преломленной плоской волны в этой поглощающей среде:

$$C_e = \frac{1}{2\text{Im}\sqrt{\varepsilon - \beta_0^2}} \left[\sum_j \frac{A_{\text{eff}}^{(j)}}{x_j - d - H} \ln \left(\frac{A_{\text{eff}}}{A_{\text{eff}}^{(j)}} \right) \right] \times \left(\sum_j A_{\text{eff}}^{(j)} \right)^{-1}. \quad (12)$$

Таким образом, коэффициент C_e (12) характеризует относительное увеличение экспоненциального затухания энергии поля в диэлектрике в сравнении с затуханием, которое имела бы падающая плоская волна после преломления на его границе.

3. Численные результаты

На рис. 4 и 5 представлены значения эффективных параметров изображения щели A_{eff} (8а), C_w (10), C_q (11) и C_e (12), рассчитанных, согласно строгой теоретической модели [13], для плотности электрической энергии (6) в поглощающем диэлектрике с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 3.422 + 0.0814i$, которая возбуждается в нем при экспонировании диэлектрика через щель в непрозрачном экране нормально падающей плоской волной H - или E -поляризации. Смещение изображения (9) здесь оказывается равным нулю во всех случаях. Для E -поляризованной падающей волны (рис. 5) в отличие от случая H -поляризации (рис. 4) эффективные параметры почти не зависят от толщины экрана (шаблона), в котором проделана щель.

Большие значения коэффициента дифракционного качества изображения C_q (11), близкие к единице, которые дает наша модель при малой ширине щели, не должны вводить в заблуждение. Здесь амплитуда изображения A_{eff} оказывается малой, а коэффициент его уширения C_w — очень большим. Таким образом, высокие значения коэффициента качества при малой ширине щели всего лишь соответствуют равномерному размазыванию проникающей через щель световой энергии практически по всей поверхности диэлектрика. Более или менее приемлемые значения коэффициента уширения изображения, близкие к единице, достигаются только для щели с полушириной l порядка длины волны λ и более. Здесь оптимальное качество воспроизведения изображения щели имеет место при достижении максимальных значений амплитуды A_{eff} и коэффициента качества C_q при минимальном возможном значении коэффициента уширения изображения C_w . С этой точки зрения для E -поляризации экспонирующей плоской волны (рис. 5) оптимальными можно считать режимы дифракции, реализуемые при $l/\lambda > 3$, здесь параметры изображения

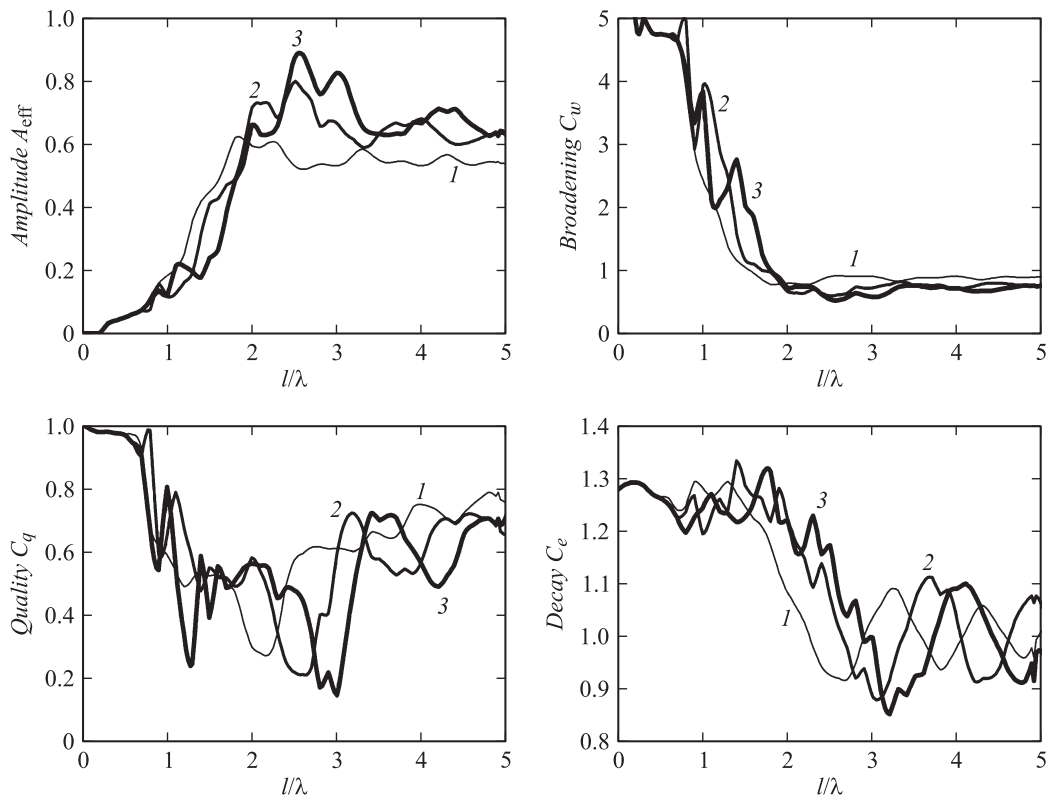


Рис. 4. Зависимость эффективных параметров дифракционного изображения щели от ее полуширины l при различных значениях полутолщины проводящего экрана d : $d/\lambda = 0.1$ (1), 1.2 (2), 2.3 (3). Расстояние от экрана до диэлектрика $H = 6.28\lambda$ ($kH = 39.46$), нормально падающая на экран плоская волна имеет H -поляризацию.

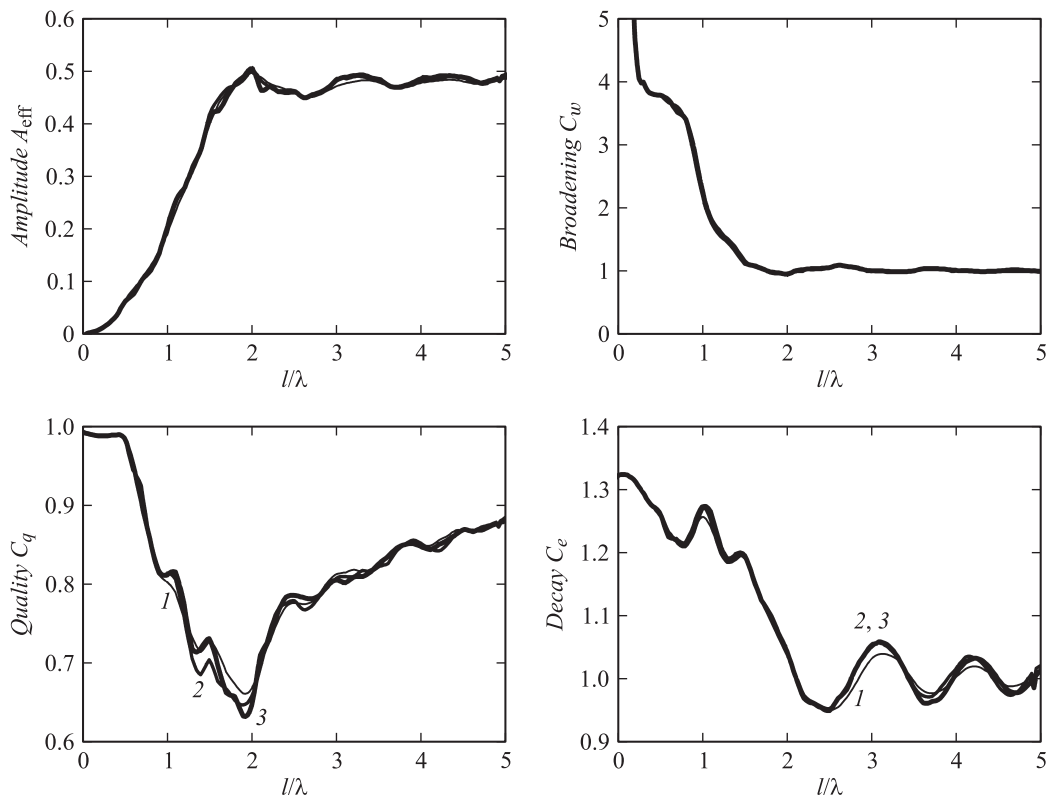


Рис. 5. Зависимость эффективных параметров дифракционного изображения щели от ее полуширины l при различных значениях полутолщины проводящего экрана d : $d/\lambda = 0.1$ (1), 1.2 (2), 2.3 (3). Расстояние от экрана до диэлектрика $H = 6.28\lambda$ ($kH = 39.46$), нормально падающая на экран плоская волна имеет E -поляризацию.

достаточно монотонно меняются с изменением полуширины щели. Однако для случая H -поляризации (рис. 4) зависимость этих параметров от полуширины имеет более сложный характер. Коэффициент качества C_q вместе с амплитудой A_{eff} имеет ярко выраженные локальные максимумы, положение которых зависит также и от толщины экрана $2d$. В представленном диапазоне изменения полуширины щели заметны три максимума коэффициента качества C_q , которые для достаточно толстых экранов $d/\lambda > 0.7$ локализованы при $l/\lambda \approx 2.0, 3.3, 4.7$, для этих значений полуширины щели амплитуда A_{eff} достигает достаточно высоких значений, а коэффициент уширения C_w оказывается порядка единицы. Вероятно, именно указанные значения полуширины щели оказываются наиболее оптимальными для практического использования в литографическом процессе.

Что касается коэффициента затухания энергии электрического поля в диэлектрике (12), то рис. 4 и 5 показывают, что эта величина мало отличается от коэффициента экспоненциального затухания, вычисленного для исходной плоской волны (1), преломленной в поглощающий диэлектрик.

Заключение

Следует иметь в виду, что представленная модель является идеализацией, поскольку на практике фоторезист наносится на полупроводниковую подложку в виде слоя конечной толщины. Чтобы приблизить ее к реальным условиям, достаточно немного подправить исходную строгую модель дифракции на щели [13], принимая во внимание конечную толщину слоя фоторезиста и его расположение на поглощающей полупроводниковой пластине. Эта особенность практического применения фотолитографии может учитываться без особого усложнения вычислений. Гораздо более существенным является то обстоятельство, что здесь использовалась модель уединенной бесконечной щели в двумерной геометрии. Между тем реальный шаблон может содержать множество отверстий конечного размера и различной формы, расположенных достаточно близко, так что дифракционные поля разных отверстий могут оказывать влияние друг на друга. Однако и такое влияние можно приближенно учесть в исходной дифракционной модели.

В настоящей работе предложен метод оценки качества оптического изображения в целом с использованием совокупности пяти скалярных коэффициентов. При моделировании функции изображения использовалась упрощенная дифракционная модель оптического литографического процесса, которая может быть усовершенствована и привязана к конкретным условиям. Очевидно, что подобная методика оценки качества изображения может применяться не только в литографии, но и в других оптических приложениях, где формируются изображения более сложной структуры, чем простое изображение щели (отверстия). Для этого нужно в выражении для

коэффициента качества (11) вместо кусочно-постоянной функции f_{st} (7) использовать более сложную функцию, которая описывала бы требуемое распределение локальной интенсивности по фронту изображения. Можно ввести аналогичный коэффициент качества изображения и по фазе, дополнительно рассматривая исходное локальное распределение фазы в плоскости формирования изображения.

Работа выполнялась при поддержке государственной программы научных исследований Республики Беларусь „Фотоника“.

Список литературы

- [1] Броудай И., Мерей Дж. Физические основы микротехнологии. М.: Мир, 1985. С. 249–348.
- [2] Levinson H.J. Principles of Lithography. Washington: SPIE Press, 2010. 504 p.
- [3] Mack C.A. Fundamental Principles of Optical Lithography: The Science of Microfabrication. London: Wiley, 2007. 534 p.
- [4] Lin B.J. Optical Lithography: Here is Why. Bellingham: SPIE Press, 2010. 473 p.
- [5] Yeung M.S., Barouch E. // IEEE Electr. Device L. 2000. Vol. 21. N 9. P. 433–435.
- [6] Yeung M.S. // IEEE T. Semicond. M. 2000. Vol. 13. N 1. P. 24–33.
- [7] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 721 с.
- [8] Бейтс Р., Мак-Доннелл М. Восстановление и реконструкция изображений. М.: Мир, 1989. 333 с.
- [9] Wong A.K., Neureuther A.R. // IEEE T. Semicond. M. 1995. Vol. 8. N 4. P. 419–431.
- [10] Lucas K.D., Tanabe H., Strojwas A.J. // J. Opt. Soc. Am. A. 1996. Vol. 13. N 11. P. 2187–2199.
- [11] Литвиненко Л.Н., Просвирнин С.Л. Спектральные операторы рассеяния в задачах дифракции волн на плоских экранах. Киев: Наукова думка, 1984. С. 144–174.
- [12] Сердюк В.М. // ЖТФ 2005. Т. 75. Вып. 8. С. 113–120.
- [13] Rudnitsky A.S., Serdyuk V.M. // Prog. Electromag. Res. 2008. Vol. PIER 86. P. 277–290.
- [14] Serdyuk V.M., Titovitsky J.A. // Prog. Electromagn. Res. M. 2010. Vol. 12. P. 205–216.
- [15] Physical Properties of Polymers: Handbook. Part IX / Ed. by J.E. Mark. Berlin: Springer, 2007. P. 965–979.