

К. т. н. В. Н. БОРОВИЦКИЙ

Украина, г. Киев, ООО «Информационные программные системы»
E-mail: volodymyr_borovytsky@iss.org.uaДата поступления в редакцию
05.03 2007 г.Оппонент В. В. ПОЛЕЖАЕВ
(ЦКБ «Арсенал», г. Киев)

ВЫЧИСЛЕНИЕ ДИФРАКЦИОННОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ГЛУБИНЫ РЕЗКО ИЗОБРАЖАЕМОГО ПРОСТРАНСТВА В ОПТИЧЕСКОМ МИКРОСКОПЕ

Предложен математический аппарат для вычисления дифракционной составляющей глубины резко изображаемого пространства в оптическом микроскопе по критериям Рэлея и Марешаля.

В настоящее время оптические микроскопы используются при производстве и контроле изделий микроэлектроники [1—5]. Для обеспечения максимальной пространственной разрешающей способности современные микроскопы оснащаются высокоапертурными микрообъективами, вследствие чего у микроскопов существенно уменьшается глубина резко изображаемого пространства [6, 7]. Глубина резко изображаемого пространства задается максимальной величиной смещения вдоль оптической оси микроскопа от поверхности наблюдаемого образца до положения плоскости предмета, при котором вносятся в изображение искажения являются пренебрежимо малыми [6—9]. Согласно положениям классической теории микроскопа глубина резко изображаемого пространства (ГРИП) содержит три составляющих [6—8]:

1. Аккомодационная составляющая ГРИП обусловлена способностью человеческого глаза изменять свою оптическую силу в определенном диапазоне [6, 7].

2. Геометрическая составляющая ГРИП является следствием ограниченного пространственного разрешения приемника изображения [6, 7]. Если искажения изображения, обусловленные смещением наблюдаемого образца, не превысят предела пространственного разрешения, то такое смещение и будет определять величину геометрической составляющей ГРИП [7]. В случае оптического микроскопа для визуального наблюдения геометрическая составляющая ГРИП будет определяться пределом пространственного разрешения человеческого глаза [7, 9].

3. Дифракционная составляющая ГРИП может быть объяснена тем, что при малых смещениях имеют место пренебрежимо малые aberrации дефокусировки [6, 7, 10, 11]. Именно эта составляющая будет играть существенную роль в высокоапертурной оптической системе микроскопа независимо от способа наблюдения — визуального или при помощи цифровых камер [7].

Известные формулы для вычисления дифракционной составляющей ГРИП были получены более

50—80 лет назад [6, 11]. В то время не было необходимости в обеспечении высокой точности вычисления дифракционной составляющей ГРИП, т. к. наблюдение в микроскоп было преимущественно визуальным [6, 10]. В настоящее время в микроэлектронной промышленности все большее распространение получают микроскопы, способные в автоматическом режиме производить съемку образцов с последующей цифровой обработкой изображений при помощи компьютеров [1—5, 12]. В этом случае используются программы числового увеличения ГРИП, и, как следствие, существенно повышаются требования к точности определения дифракционной составляющей ГРИП [13]. Поэтому задача точного вычисления дифракционной составляющей ГРИП становится актуальной как в оптической микроскопии, так и в оптической литографии [1, 3].

Целью данной работы является создание математического аппарата для точного вычисления дифракционной составляющей ГРИП, который непосредственно основывается на критериях качества оптического изображения. Это позволит обеспечить максимальную эффективность цифровых методов увеличения глубины резко изображаемого пространства в оптической микроскопии [13].

Сравнительный анализ методов определения дифракционной составляющей ГРИП

Наиболее распространенная формула для расчета дифракционной составляющей ГРИП имеет следующий вид [6—11]:

$$\Delta Z_1 = \frac{\lambda n}{2NA^2}, \quad (1)$$

где ΔZ_1 — величина дифракционной составляющей ГРИП;

λ — длина волны;

n — показатель преломления среды между предметом и первой поверхностью оптической системы (рис. 1);

NA — числовая апертура оптической системы микроскопа, $NA = n \cdot \sin(\sigma)$;

σ — апертурный угол в пространстве предмета (рис. 1).

Формула (1) получена по данным о трехмерном распределении энергии в изображении точечного источника, создаваемом дифракционно-ограниченной оптической системой [6, 7, 11]. При ее выводе имел место эмпирический подбор коэффициента, чтобы полученная формула наилучшим образом соответствовала экспериментальным данным [6, с. 88].

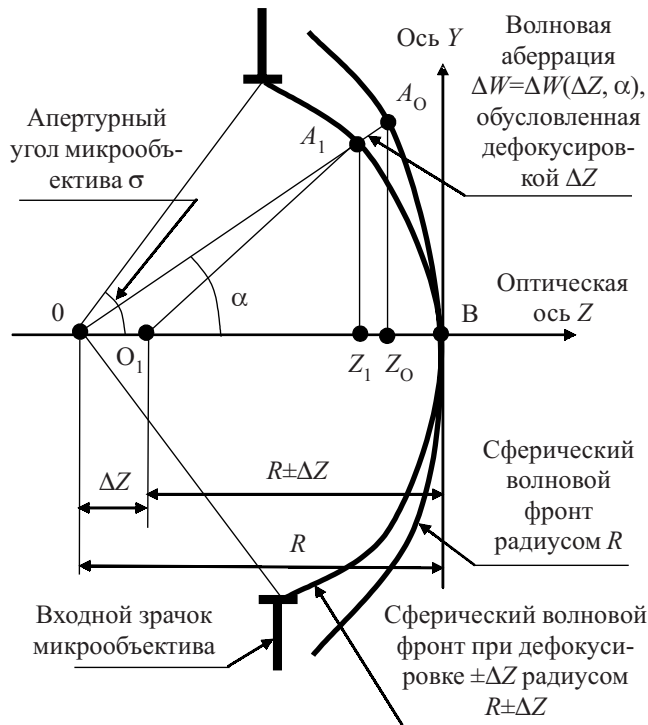


Рис. 1. Волновая aberrация при дефокусировке

Позднее предпринималось несколько попыток пересмотра формулы (1). Предложенные тогда формулы имели следующий вид:

$$\Delta Z_2 = \frac{\lambda}{4n \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{NA}{n} \right)^2} \right)}; \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \Delta Z_3 &= \lambda \left(\frac{1}{\operatorname{tg} \left(\arcsin \left(\frac{NA}{n} \right) \right)} \right)^2 = \\ &= \lambda \left(\frac{\cos \left(\arcsin \left(\frac{NA}{n} \right) \right)}{\sin \left(\arcsin \left(\frac{NA}{n} \right) \right)} \right)^2 = \lambda \frac{1 - \sin^2 \left(\arcsin \left(\frac{NA}{n} \right) \right)}{\sin^2 \left(\arcsin \left(\frac{NA}{n} \right) \right)} = \\ &= \lambda \frac{1 - \left(\frac{NA}{n} \right)^2}{\left(\frac{NA}{n} \right)^2} = \lambda \left(\frac{n^2}{NA^2} - 1 \right), \end{aligned} \quad (3)$$

где ΔZ_2 , ΔZ_3 — величины дифракционной составляющей ГРИП согласно [14, 15], соответственно.

Формула (2) является одной из самых новых, она выведена с использованием критерия Рэлея для максимально упрощенного случая описания волновой aberrации дефокусировки [14]. Формула (3) приво-

дится в [15] со ссылкой на более ранние работы. Выполнив ряд преобразований, эту формулу можно привести к более простому виду. Отметим, что результаты расчетов величины дифракционной составляющей, полученные по формулам (1)–(3), имеют отличия, которые зависят от числовой апертуры оптической системы. Следовательно, в настоящее время имеет место неоднозначность в определении величины дифракционной составляющей ГРИП.

Точные формулы для расчета дифракционной составляющей ГРИП

Как было показано выше, дифракционная составляющая ГРИП определяется максимальной величиной смещения, при котором влияние aberrаций дефокусировки является пренебрежимо малым [6, 7, 11]. Aberrации дефокусировки наиболее часто оцениваются показателями, характеризующими волновые aberrации, — максимальным или среднеквадратическим отклонением волнового фронта в плоскости выходного зрачка [11]. Так, согласно критерию Рэлея, для получения качественного оптического изображения должно выполняться условие — максимальное отклонение волнового фронта в области не должно превышать четверти длины волны излучения [5, 11]. Критерий Марешаля требует выполнения другого условия — среднеквадратическое отклонение волнового фронта не должно превышать произведения длины волны излучения на коэффициент 14 [11]. Кроме показателей отклонения волнового фронта, aberrации дефокусировки могут оцениваться параметрами функции рассеяния точки, функции передачи модуляции и др. [8]. Однако использование показателей отклонения волнового фронта является предпочтительным, поскольку их связь с величиной смещения может быть установлена в аналитическом виде без сложных вычислений [6, 7].

Так как плоскости входного и выходного зрачка являются оптически сопряженными, то волновые aberrации в плоскости выходного зрачка могут быть пересчитаны и приведены к эквивалентным волновым aberrациям в плоскости входного зрачка оптической системы микроскопа [7]. Далее все вычисления будут проводиться для плоскости входного зрачка оптической системы, что существенно упростит математический аппарат.

Под волновой aberrацией дефокусировки понимается функция, описывающая отклонение волнового фронта от точечного источника, смещенного от плоскости предметов, до волнового фронта от точечного источника излучения в плоскости предметов (рис. 1). Оба волновых фронта при этом являются сферическими, но их радиусы отличаются, а их общей осью симметрии является оптическая ось.

Условия получения качественного изображения, которое задается показателями волновых aberrаций, могут быть записаны в следующем обобщенном виде:

$$\begin{aligned} \Delta W_R &= \Delta W_R(\Delta Z_R, \sigma) = \max(\Delta W(\Delta Z_R, \alpha)) \leq k_R \lambda, \\ \alpha &\in [0, \sigma]; \end{aligned} \quad (4)$$

$$W_M = W_M(\Delta Z_M, \sigma) = \frac{\int_0^\sigma (\Delta W(\Delta Z_M, \alpha) - \bar{W})^2 \cdot \sin(\alpha) \cdot d\alpha}{\int_0^\sigma \sin(\alpha) \cdot d\alpha} = k_M \lambda, \quad (5)$$

где $W(\Delta Z, \alpha)$, $\bar{W}$ — волновая aberrация как осесимметричная функция наклона луча под углом α и дефокусировки ΔZ и ее среднее значение в пределах апертурного угла, соответственно;

ΔW_R , W_M — максимальное и среднеквадратическое отклонения волнового фронта, характеризующие волновую aberrацию, соответственно;

ΔZ_R , ΔZ_M — дифракционные составляющие ГРИП по критериям Рэлея и Марешаля, соответственно;

k_R , k_M — коэффициенты Рэлея, $k_R=1/4$, и Марешаля, $k_M=1/14$, соответственно.

Определим связь параметров волновой aberrации ΔW_R , W_M (см. (4), (5)) с величиной смещения точечного излучателя вдоль оптической оси ΔZ . Для этого требуется рассчитать длину отрезка A_0A_1 , который лежит на линии, проходящей через осевую точку плоскости предмета O (рис. 1). Точка A_0 принадлежит сфере с центром в точке O и радиусом R , точка A_1 принадлежит сфере с радиусом $R \pm \Delta Z$. Из прямоугольного треугольника A_0A_1B величина отклонения волнового фронта может быть рассчитана следующим образом:

$$\Delta W(\Delta Z, \alpha) = |A_0A_1| = \frac{Z_0 - Z_1}{\cos(\alpha)} n, \quad (6)$$

где α — угол наклона луча OA_1 .

Обозначим через Z_1 , Z_2 координаты точек пересечения луча OA_1 с волновыми фронтами, которые соответствуют несмещенному и смещенному на величину ΔZ положениям точечного излучателя, соответственно:

$$Z_1 = R \cdot \cos(\alpha). \quad (7)$$

Очевидно, что величину Z_2 можно вычислить по координатам точки пересечения луча OA_1 и сферического волнового фронта с радиусом $R \pm \Delta Z$. То есть величина Z_2 может быть найдена как корень следующей системы уравнений (см. рис. 1):

$$\begin{cases} y^2 + (Z + (R - \Delta Z))^2 = (R - \Delta Z)^2; \\ y = (Z + R) \cdot \operatorname{tg}(\alpha). \end{cases} \quad (8)$$

Решение этой системы уравнений приведено в **Приложении 1**, искомый корень имеет вид

$$Z_2 = \frac{-(R(\operatorname{tg}^2(\alpha) - 1) + \Delta Z)}{\operatorname{tg}^2(\alpha) + 1} + \frac{\sqrt{(R(\operatorname{tg}^2(\alpha) - 1) + \Delta Z)^2 - (\operatorname{tg}^2(\alpha) + 1)R^2 \cdot \operatorname{tg}^2(\alpha)}}{\operatorname{tg}^2(\alpha) + 1}. \quad (9)$$

После подстановки полученных выражений (7), (9) в формулу (6) функция, которая описывает взаимосвязь между волновой aberrацией и величиной смещения, примет вид

$$\begin{aligned} \Delta W(\Delta Z, \alpha) &= \frac{Z_0 - Z_1}{\cos(\alpha)} n = \\ &= n(R - (R \cdot \operatorname{tg}^2(\alpha) - R + \Delta Z) \cdot \cos(\alpha) - \\ &- \sqrt{(R \cdot \operatorname{tg}^2(\alpha) - R + \Delta Z)^2 \cdot \cos^2(\alpha) - (\operatorname{tg}(\alpha) \cdot R)^2}). \end{aligned} \quad (10)$$

Выражение для расчета величин дифракционных составляющих ГРИП по критериям Рэлея и Марешаля может быть записано следующим образом:

$$\Delta Z_R : \Delta W_R(\Delta Z_R, \sigma) = k_R \lambda; \quad (11)$$

$$\Delta Z_M : W_M(\Delta Z_M, \sigma) = k_M \lambda. \quad (12)$$

Выражение (10) следует подставить в формулы (4), (5) и решить уравнения (11), (12) для определения точных значений дифракционной составляющей. (Следует подчеркнуть, что предложенные выражения справедливы только для дифракционно-ограниченных оптических систем [11, с. 402]). Качественные микрообъективы, такие как апохроматы, план-ахроматы, обладают малыми aberrациями [7, 8]. Эти малые aberrации могут быть внесены как дополнительные слагаемые при вычислении волновой aberrации $W(\Delta Z, \alpha)$, что позволит сделать анализ возможных отклонений искомых величин ΔZ_R , ΔZ_M (4), (5). К сожалению, расчеты по точным формулам (11), (12) являются трудоемкими и сложными, они требуют вычислений интегралов, нахождения корней нелинейных уравнений и т. п. Это существенно ограничивает возможности применения предложенных формул (11), (12) в инженерной практике. Поэтому целесообразно найти более простые формулы для вычисления дифракционной составляющей ГРИП.

Приближенные формулы для расчета дифракционной составляющей ГРИП

Для упрощения формул (11), (12) примем допущение о том, что волновая aberrация прямо пропорциональна величине угла наклона луча α и прямо пропорциональна величине дефокусировки ΔZ . Такое допущение может быть оправдано на основании двух подходов. Во-первых, нелинейная функция $W(\Delta Z, \alpha)$ может быть разложена в ряд Тейлора [16]. При малых величинах ΔZ слагаемые ряда со степенью выше первой могут быть отброшены, т. е. функция $W(\Delta Z, \alpha)$ будет приведена к линейной функции. Во-вторых, из геометрических соотношений можно предположить, что при малых дефокусировках ΔZ , когда радиус волнового фронта R существенно больше ΔZ , волновая aberrация будет иметь вид, близкий к линейной функции от величины угла α (рис. 2). Данное допущение является справедливым: в оптической микроскопии радиус волнового фронта определяется величинами порядка миллиметра, а допустимая величина дефокусировки — это величины

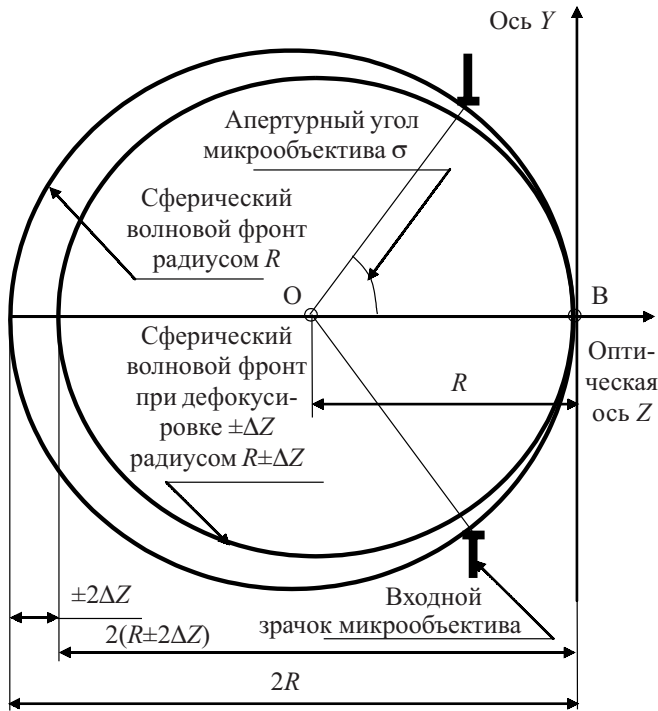


Рис. 2. Линейная аппроксимация волновой aberrации при дефокусировке

порядка микрометра [7, с. 202; 8, с. 112]. Из геометрических соотношений следует, что изменение радиуса волнового фронта на величину ΔZ приведет к волновой aberrации ΔZ при $\alpha = \pi/2$ (см. рис. 2).

В силу этого выражение для расчета волновой aberrации (10) может быть упрощенно записано в следующем виде:

$$\Delta W(\Delta Z, \alpha) \approx \Delta W_A(\Delta Z, \alpha) = \left(\frac{k_w}{\pi/2} n \cdot \Delta Z \right) \alpha, \quad (13)$$

где $\Delta W_A(\Delta Z, \alpha)$ — линейная аппроксимация функции $\Delta W(\Delta Z, \alpha)$ (10), составленная на основе принятого допущения о линейности величин ΔZ и α (рис. 3);

k_w — коэффициент учета нелинейности волновой aberrации, который может быть рассчитан так, чтобы приближенная линейная функция $\Delta W_A(\Delta Z, \alpha)$ приближалась к нелинейной функции $\Delta W(\Delta Z, \alpha)$ по критерию минимума среднеквадратического отклонения (рис. 3).

С учетом полученных результатов упрощенная формула для расчета дифракционной составляющей ГРИП согласно критерию Рэлея может быть записана с использованием (13) в следующем виде:

$$\begin{aligned} \Delta W_R &\approx \Delta W_{RA} = \max(\Delta W_A(\Delta Z_{RA}, \alpha)) \cdot \sin(\sigma) = \\ &= \max\left(\frac{k_w}{\pi/2} \alpha n \cdot \Delta Z_{RA}\right) \sin(\sigma) = \\ &= \left(\frac{2}{\pi} k_w \sigma n \cdot \Delta Z_{RA}\right) \sin(\sigma) = \\ &= \frac{2}{\pi} k_w \cdot \arcsin\left(\frac{NA}{n}\right) \Delta Z_{RA} \cdot NA = k_R \lambda. \end{aligned} \quad (14)$$

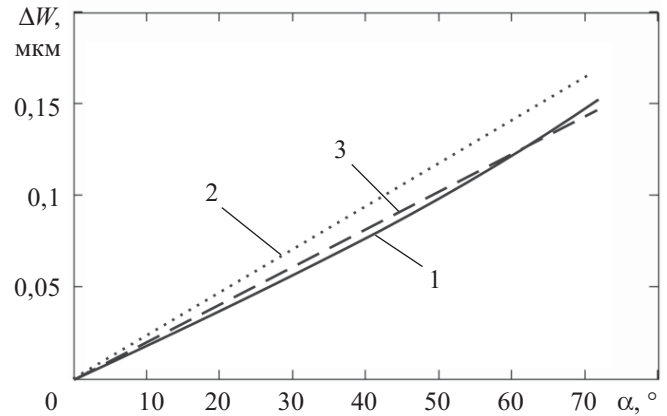


Рис. 3. График зависимости волновой aberrации от величины угла наклона луча для микрообъектива 100x/0,95 при дефокусировке $\Delta Z = \Delta Z_1 = 0,31$ мкм:

1 — волновая aberrация $\Delta W(\Delta Z, \alpha)$; 2 — линейная аппроксимация волновой aberrации при $k_w = 1$; 3 — линейная аппроксимация волновой aberrации $\Delta W_A(\Delta Z, \alpha)$ при k_w , рассчитанном по критерию минимума среднеквадратического отклонения

Из формулы (14) следует:

$$\begin{aligned} \Delta Z_{RA} &= \frac{\pi}{2} \frac{k_R \lambda}{k_w NA} \frac{1}{\arcsin\left(\frac{NA}{n}\right)} = \\ &= \left(\frac{\pi k_R}{2 k_w}\right) \frac{\lambda}{NA \cdot \arcsin\left(\frac{NA}{n}\right)}, \end{aligned} \quad (15)$$

где W_{RA} — максимальное значение линейной аппроксимации волновой aberrации (в данном случае это волновая aberrация на краю зрачка микрообъектива (рис. 1), которая по критерию Рэлея ограничена значением $k_R \lambda$);

ΔZ_{RA} — приближенное значение дифракционной составляющей ГРИП по критерию Рэлея.

Обратим внимание на появление множителя $\sin(\sigma)$ в формуле (14). Этот множитель отражает важный факт: проекция дефокусировки ΔZ в направлении луча под углом σ , проходящего через край апертурной диафрагмы, определяется величиной $\sin(\sigma)$. Эта проекция определяет расстояние между лучами, которые вышли из точек O и O₁ и прошли через край апертурной диафрагмы (рис. 1).

Аналогично может быть записана упрощенная формула для расчета дифракционной составляющей ГРИП по критерию Марешаля. В этом случае ограничение накладывается на величину среднеквадратического отклонения волнового фронта:

$$\begin{aligned} W_M &\approx W_{MA} = \\ &= \sqrt{\frac{\int_0^\sigma (\Delta W_A(\Delta Z_{MA}, \alpha) - \bar{W}_A)^2 \cdot \sin(\alpha) \cdot d\alpha}{\int_0^\sigma \sin(\alpha) \cdot d\alpha}} = k_M \lambda, \end{aligned} \quad (16)$$

где W_{RM} — среднеквадратическая величина волновой aberrации (которая согласно критерию Марешаля ограничена значением $k_R \lambda$), в числителе — интеграл для расчета квадратического значения, в знаменателе — интеграл для расчета площади волнового фронта в пределах телесного апертурного угла (рис. 1);

$\bar{W}_A$ — среднее значение волновой aberrации в пределах апертурного угла (учитывая свойство осевой симметрии, данное значение может быть найдено как отношение следующих интегралов — в числителе интеграл для вычисления суммарной волновой aberrации, в знаменателе — интеграл для расчета площади волнового фронта в пределах телесного апертурного угла.

$$\bar{W}_A = \frac{\int_0^\sigma \Delta W_A(\Delta Z, \alpha) \cdot \sin(\alpha) \cdot d\alpha}{\int_0^\sigma \sin(\alpha) \cdot d\alpha}, \quad (17)$$

где ΔZ_{MA} — приближенное значение дифракционной составляющей ГРИП по критерию Марешаля, полученное с использованием линейной аппроксимации волновой aberrации (13).

Из выражений (16), (17) может быть получена формула для расчета приближенного значения дифракционной составляющей ГРИП по критерию Марешаля в аналитическом виде. Ввиду громоздкости вывод приведен в **Приложении 2**, а окончательное выражение имеет следующий вид:

$$\Delta Z_{MA} = \left(\frac{\pi k_M}{2k_w} \right) \frac{\lambda}{n} \times \left[\frac{\left(2 - \arcsin^2 \left(\frac{NA}{n} \right) \right) \sqrt{1 - \left(\frac{NA}{n} \right)^2} + 2 \cdot \arcsin \left(\frac{NA}{n} \right) \frac{NA}{n} - 2}{1 - \sqrt{1 - \left(\frac{NA}{n} \right)^2}} - \left(\frac{\frac{NA}{n} - \arcsin \left(\frac{NA}{n} \right) \sqrt{1 - \left(\frac{NA}{n} \right)^2}}{1 - \sqrt{1 - \left(\frac{NA}{n} \right)^2}} \right)^2 \right]^{0.5}. \quad (18)$$

Полученные выражения (14)–(17) определяют приближенные значения дифракционной составляющей ГРИП по критериям качества изображения, которые основаны на анализе волновой aberrации при дефокусировке. Обратим внимание, что полученные выражения существенно отличаются от известных формул (1)–(3).

Сравнительный анализ известных и предложенных формул для расчета дифракционной составляющей ГРИП

Для сравнения известных и предложенных формул были выполнены расчеты дифракционной составляющей ГРИП для типовых микрообъективов

оптического микроскопа, а также для ультрафиолетовых микрообъективов, которые используются для контроля изделий микроэлектроники с технологическими нормами 0,090–0,15 мкм [1–5].

При расчете дифракционной составляющей ГРИП по критерию Рэлея полученные значения отличаются от результатов расчета по формулам (1), (2) (табл. 1). При малых числовых апертурах (менее 0,65) это различие достаточно мало — 0,5–4%, а при числовых апертурах более 0,65 — отличие возрастает до 34% (табл. 1, рис. 4). Характерной особенностью результатов, полученных по критерию Рэлея, является то, что рассчитанная дифракционная составляющая оказалась меньше, чем рассчитанная по формуле (1). Это может быть обусловлено тем, что критерий Рэлея накладывает жесткие ограничения на допустимое максимальное отклонение волнового фронта по сравнению с теми ограничениями, что заложены в формулах (1), (2). Также следует отметить, что для микрообъективов с малыми числовыми апертурами формулы (1), (2) удовлетворяют критерию качества изображения Рэлея. Сходство формул (11), (12) и формулы (2) можно объяснить тем, что формула (2) также получена с использованием критерия Рэлея, но другого вида системы уравнений (8) [14]. Использование приближенной формулы (12) позволяет производить вычисления с относительной ошибкой не более 6% (табл. 1).

При расчете дифракционной составляющей ГРИП по критерию Марешаля полученные значения также отличаются от результатов расчета по формулам (1), (2) (табл. 2). При числовых апертурах менее 0,65 это различие составляет 2–5%, а при числовых апертурах более 0,65 — 14–36%. Следует подчеркнуть, что искомые величины, рассчитанные по критерию Рэлея, почти совпадают со значениями по критерию Марешаля. Так, относительная ошибка при использовании точных формул для критериев Рэлея и Марешаля (11), (12) составляет 2%, а при использовании приближенных формул (15), (18) не превышает 6,5% для всех микрообъективов, которые приведены в табл. 1, 2. Этот факт отражает две важные закономерности полученных формул. Во-первых, для волновых aberrаций дефокусировки критерии качества изображения Рэлея и Марешаля являются полностью эквивалентными и взаимозаменяемыми с точки зрения расчета дифракционной составляющей ГРИП (рис. 4). Для инженерной практики использование критерия Рэлея, в том числе точной и приближенной формул (11), (15), является предпочтительным с точки зрения простоты получения результата. Во-вторых, в случае использования высокоапертурных оптических систем с $NA > 0,65$ изображения с высоким качеством, которое определяется критериями Рэлея и Марешаля, могут быть получены при смещениях ΔZ , значительно меньших величины ΔZ_1 (1).

Область применения предложенной методики следует ограничить оптическими системами с высокой числовой апертурой ($NA > 0,65$). При малых числовых апертурах широко распространенная формула (1) обеспечивает требуемую точность — ошиб-

Таблица 1

Результаты расчета дифракционной составляющей ГРИП по известным формулам и по предложенным формулам на основе критерия Рэлея

Параметры микрообъектива (β/NA)	Известные формулы для расчета дифракционной составляющей ГРИП			Дифракционная составляющая ГРИП по критерию Рэлея			
	ΔZ_1 , мкм	ΔZ_2 , мкм	ΔZ_3 , мкм	ΔZ_R , мкм	ΔZ_{RA} , мкм	$\frac{\Delta Z_R - \Delta Z_{RA}}{\Delta Z_R} \times 100\%$	$\frac{\Delta Z_1 - \Delta Z_R}{\Delta Z_1} \times 100\%$
Типовые сухие микрообъективы ($n=1$), $\lambda=0,55$ мкм							
5× / 0,1	27,50	27,43	54,45	27,41	27,71	-1,1	0,3
10× / 0,2	6,88	6,81	13,2	6,80	6,81	-0,14	1,0
20× / 0,4	1,72	1,65	2,89	1,65	1,63	1,2	4,2
40× / 0,65	0,65	0,57	0,752	0,57	0,57	0	12,0
50× / 0,8	0,43	0,34	0,31	0,34	0,35	-2,9	20,0
63× / 0,85	0,38	0,29	0,21	0,29	0,30	-3,5	23,7
100× / 0,95	0,31	0,20	0,059	0,2	0,21	-5,0	34,4
Типовые микрообъективы с масляной иммерсией, $\lambda=0,55$ мкм							
25× / 0,65	0,99	0,94	2,45	0,94	0,91	3,2	-4,9
50× / 1,0	0,42	0,37	0,72	0,37	0,36	2,7	-12,4
100× / 1,3	0,25	0,19	0,20	0,19	0,19	0	-24,2
Ультрафиолетовые микрообъективы (сухие и с водяной иммерсией), $\lambda=0,365$ мкм							
100× / 0,95	0,202	0,133	0,039	0,133	0,14	-5,8	-34,3
100× / 1,25	0,269	0,229	0,23	0,229	0,221	3,2	-15,0
Ультрафиолетовые микрообъективы (сухие и с водяной иммерсией), $\lambda=0,248$ мкм							
100× / 0,90	0,137	0,09	0,027	0,09	0,095	-5,8	-34,4
200× / 1,20	0,106	0,071	0,033	0,071	0,072	-1,7	-32,9

Таблица 2

Результаты расчета дифракционной составляющей ГРИП по критерию Марешаля

Параметры микрообъектива (β/NA)	Дифракционная составляющая ГРИП по критерию Марешаля				Коэффициент k_W
	ΔZ_M , мкм	ΔZ_{MA} , мкм	$\frac{\Delta Z_M - \Delta Z_{MA}}{\Delta Z_M} \times 100\%$	$\frac{\Delta Z_1 - \Delta Z_M}{\Delta Z_1} \times 100\%$	
Типовые сухие микрообъективы ($n=1$)					
5× / 0,1	26,87	27,43	−2,1	2,4	0,778
10× / 0,2	6,67	6,75	−1,1	3,1	0,788
20× / 0,4	1,64	1,61	1,8	4,7	0,806
40× / 0,65	0,56	0,57	−1,8	13,8	0,830
50× / 0,8	0,34	0,35	−2,9	20,9	0,844
63× / 0,85	0,29	0,30	−3,4	23,7	0,858
100× / 0,95	0,20	0,215	−7,5	35,5	0,858
Типовые микрообъективы с масляной иммерсией					
25× / 0,65	0,91	0,90	1,1	8,1	0,824
50× / 1,0	0,36	0,35	2,8	14,3	0,843
100× / 1,3	0,18	0,18	0	28,0	0,859
Ультрафиолетовые микрообъективы (сухие и с водяной иммерсией), $\lambda=0,365$ мкм					
100× / 0,95	0,123	0,125	−1,6	39,1	0,858
100× / 1,25	0,211	0,202	4,5	21,6	0,863
Ультрафиолетовые микрообъективы (сухие и с водяной иммерсией), $\lambda=0,248$ мкм					
100× / 0,90	0,084	0,085	−1,6	38,7	0,858
200× / 1,20	0,066	0,64	2,1	38,8	0,886

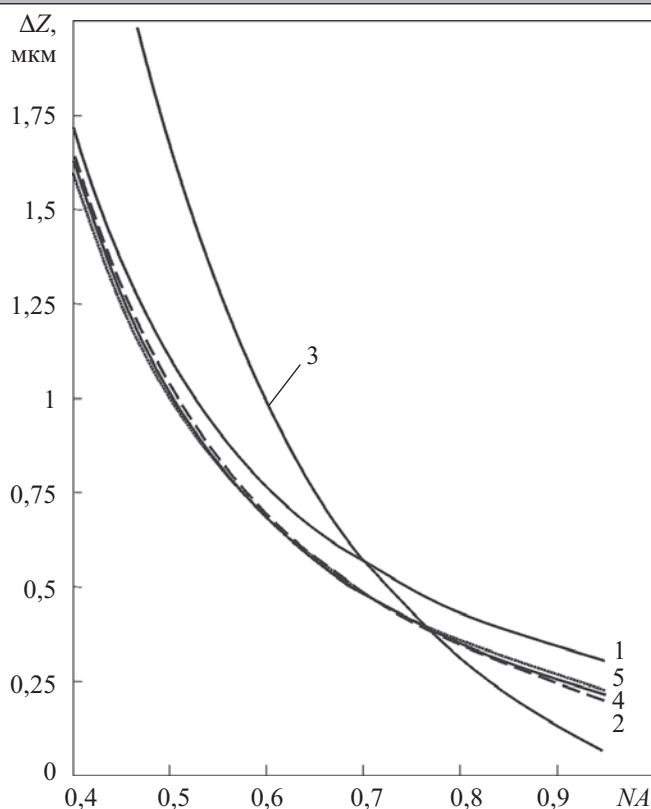


Рис. 4. Зависимости дифракционной составляющей ГРИП от величины числовой апертуры сухого микрообъектива ($n=1,0$), рассчитанные по следующим формулам: 1 — $\Delta Z_1 = \Delta Z_1(NA)$ (1); 2 — $\Delta Z_2 = \Delta Z_2(NA)$ (2); 3 — $\Delta Z_3 = \Delta Z_3(NA)$ (3); 4 — $Z_{RA} = \Delta Z_{RA}(NA)$ (15); 5 — $\Delta Z_{MA} = \Delta Z_{MA}(NA)$ (18)

ка вычисления не превышает 5% (табл. 1, 2). В высокоапертурных оптических системах использование формулы (1) значительно снижает точность вычислений — ошибка возрастает до величин 20—40% (табл. 1, 2). Поэтому при проектировании устройств автоматической фокусировки, программ цифрового увеличения глубины резко изображаемого пространства и систем оптической литографии для микроэлектронной промышленности следует использовать предложенные формулы, которые гарантируют получение высококачественных изображений.

Выводы

1. Предложен математический аппарат для определения дифракционной составляющей глубины резко изображаемого пространства по критериям качества изображения Рэлея и Марешаля. Дифракционная составляющая рассчитывается исходя из предельно допустимых максимального и среднеквадратического отклонений волнового фронта при дефокусировке. Для инженерной практики предложены упрощенные формулы, полученные методом линеаризации точных формул для расчета дифракционной составляющей ГРИП.

2. При использовании оптических систем микроскопов или установок для фотолитографии с числовой апертурой, большей 0,65, для точного вычисления дифракционной составляющей ГРИП необходимо использовать предложенные формулы. Они позволяют рассчитать допустимое смещение вдоль

оптической оси, которое гарантирует, что полученные изображения будут удовлетворять по качеству критериям Рэлея и Марешаля. При этом дифракционная составляющая ГРИП будет на 12—40% меньше величины, рассчитанной по широко распространенной формуле (1).

Приложение 1. Решение системы уравнений и получение точного выражения для расчета волновой аберрации при дефокусировке.

$$\begin{cases} Y^2 + (Z + (R - \Delta Z))^2 = (R - \Delta Z)^2; \\ Y = (Z + R) \cdot \operatorname{tg}(\alpha); \end{cases}$$

$$\begin{cases} Y^2 = (R - \Delta Z)^2 - (Z + (R - \Delta Z))^2; \\ Y^2 = (Z + R)^2 \cdot \operatorname{tg}^2(\alpha). \end{cases}$$

Получаем квадратное уравнение, одним из корней которого является искомое значение Z :

$$(R - \Delta Z)^2 - (Z + (R - \Delta Z))^2 = (Z + R)^2 \cdot \operatorname{tg}^2(\alpha);$$

$$(R - \Delta Z)^2 - Z^2 + 2(R - \Delta Z)Z - (R - \Delta Z)^2 =$$

$$= Z^2 \cdot \operatorname{tg}^2(\alpha) + 2ZR \cdot \operatorname{tg}^2(\alpha) + R^2 \cdot \operatorname{tg}^2(\alpha);$$

$$-Z^2 + 2(R - \Delta Z)Z = Z^2 \cdot \operatorname{tg}^2(\alpha) + 2ZR \cdot \operatorname{tg}^2(\alpha) +$$

$$+ R^2 \cdot \operatorname{tg}^2(\alpha);$$

$$Z^2 \cdot \operatorname{tg}^2(\alpha) + 2ZR \cdot \operatorname{tg}^2(\alpha) + R^2 \cdot \operatorname{tg}^2(\alpha) + Z^2 -$$

$$-2(R - \Delta Z)Z = 0;$$

$$(\operatorname{tg}^2(\alpha) + 1)Z^2 + 2(R \cdot \operatorname{tg}^2(\alpha) - R + \Delta Z)Z + R^2 \cdot \operatorname{tg}^2(\alpha) = 0;$$

$$(\operatorname{tg}^2(\alpha) + 1)Z^2 + 2(R(\operatorname{tg}^2(\alpha) - 1) + \Delta Z)Z + R^2 \cdot \operatorname{tg}^2(\alpha) = 0;$$

$$Z = \frac{-2(R(\operatorname{tg}^2(\alpha) - 1) + \Delta Z)}{2(\operatorname{tg}^2(\alpha) + 1)} \pm$$

$$\pm \frac{\sqrt{4(R(\operatorname{tg}^2(\alpha) - 1) + \Delta Z)^2 - 4(\operatorname{tg}^2(\alpha) + 1)R^2 \cdot \operatorname{tg}^2(\alpha)}}{2(\operatorname{tg}^2(\alpha) + 1)};$$

$$Z = \frac{-(R(\operatorname{tg}^2(\alpha) - 1) + \Delta Z)}{\operatorname{tg}^2(\alpha) + 1} \pm$$

$$\pm \frac{\sqrt{(R(\operatorname{tg}^2(\alpha) - 1) + \Delta Z)^2 - (\operatorname{tg}^2(\alpha) + 1)R^2 \cdot \operatorname{tg}^2(\alpha)}}{\operatorname{tg}^2(\alpha) + 1}.$$

Из двух корней выбираем больший, который соответствует точке А, наиболее близкой к оси ОУ (рис. 1):

$$Z = \frac{-(R(\operatorname{tg}^2(\alpha) - 1) + \Delta Z)}{\operatorname{tg}^2(\alpha) + 1} +$$

$$+ \frac{\sqrt{(R(\operatorname{tg}^2(\alpha) - 1) + \Delta Z)^2 - (\operatorname{tg}^2(\alpha) + 1)R^2 \cdot \operatorname{tg}^2(\alpha)}}{\operatorname{tg}^2(\alpha) + 1} =$$

$$= \frac{1}{\operatorname{tg}^2(\alpha)+1} \left(-\left(R(\operatorname{tg}^2(\alpha)-1) + \Delta Z \right) + \right. \\ \left. + \sqrt{\left(R(\operatorname{tg}^2(\alpha)-1) + \Delta Z \right)^2 - \left(\operatorname{tg}^2(\alpha)+1 \right) R^2 \cdot \operatorname{tg}^2(\alpha)} \right) = \\ = \cos^2(\alpha) \left(-\left(R(\operatorname{tg}^2(\alpha)-1) + \Delta Z \right) + \right. \\ \left. + \sqrt{\left(R(\operatorname{tg}^2(\alpha)-1) + \Delta Z \right)^2 - \left(\frac{\operatorname{tg}(\alpha)}{\cos(\alpha)} R \right)^2} \right).$$

Воспользуемся следующей известной формулой:

$$\operatorname{tg}^2(\alpha)+1 = \frac{\sin^2(\alpha)}{\cos^2(\alpha)} + 1 = \frac{\sin^2(\alpha) + \cos^2(\alpha)}{\cos^2(\alpha)} = \frac{1}{\cos^2(\alpha)}.$$

Получим выражение для точного расчета волновой aberrации при дефокусировке при выполнении условия $\cos(\sigma) \neq 0$:

$$\Delta W(\Delta Z, \alpha) = \frac{Z_0 - Z_1}{\cos(\alpha)} n \left(\frac{R \cdot \cos(\alpha)}{\cos(\alpha)} - \right. \\ \left. - \frac{\cos^2(\alpha) \left(-\left(R(\operatorname{tg}^2(\alpha)-1) + \Delta Z \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \sqrt{\left(R(\operatorname{tg}^2(\alpha)-1) + \Delta Z \right)^2 - \left(\frac{\operatorname{tg}(\alpha)}{\cos(\alpha)} R \right)^2} \right)}{\cos(\alpha)} \right) = \\ = n \left(R - \cos(\alpha) \left(-\left(R(\operatorname{tg}^2(\alpha)-1) + \Delta Z \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \sqrt{\left(R(\operatorname{tg}^2(\alpha)-1) + \Delta Z \right)^2 - \left(\frac{\operatorname{tg}(\alpha)}{\cos(\alpha)} R \right)^2} \right) \right) = \\ = n \left(R - \left(R \cdot \operatorname{tg}^2(\alpha) - R + \Delta Z \right) \cos(\alpha) - \right. \\ \left. - \sqrt{\left(R \cdot \operatorname{tg}^2(\alpha) - R + \Delta Z \right)^2 \cdot \cos^2(\alpha) - \left(\operatorname{tg}(\alpha) R \right)^2} \right).$$

Приложение 2. Вывод формулы для расчета приближенного значения дифракционной составляющей ГРИП по критерию Марешала с использованием линейной аппроксимации волновой aberrации.

Сначала выполним расчет среднего значения волновой aberrации:

$$\bar{W}_A = \frac{\int_0^\sigma \Delta W_A(\Delta Z_{MA}, \alpha) \cdot \sin(\alpha) \cdot d\alpha}{\int_0^\sigma \sin(\alpha) \cdot d\alpha} =$$

$$= \frac{\int_0^\sigma \left(\frac{k_w}{\pi/2} n \cdot \Delta Z_{MA} \right) \alpha \cdot \sin(\alpha) \cdot d\alpha}{1 - \cos(\sigma)} = \\ = \left(\frac{2k_w}{\pi} n \cdot \Delta Z_{MA} \right) \frac{\int_0^\sigma \alpha \cdot \sin(\alpha) \cdot d\alpha}{1 - \cos(\sigma)} = \\ = \left(\frac{2k_w}{\pi} n \cdot \Delta Z_{MA} \right) \frac{\sin(\sigma) - \sigma \cdot \cos(\sigma)}{1 - \cos(\sigma)} = \left(\frac{2k_w}{\pi} n \cdot \Delta Z_{MA} \right) \cdot f(\sigma).$$

Для упрощения вывода было введено обозначение:

$$f(\sigma) = \frac{\sin(\sigma) - \sigma \cdot \cos(\sigma)}{1 - \cos(\sigma)} = \text{const.}$$

Обратим внимание, что при вычислении среднеквадратического значения волновой aberrации мы используем не линейную аппроксимацию по минимуму среднеквадратического отклонения от волновой aberrации, а ее огибающую (рис. 3). Этим объясняется отсутствие в формулах коэффициента k_w , который в данном случае считался равным единице ($k_w \equiv 1$):

$$W_{MA} = \sqrt{\frac{\int_0^\sigma \left(\Delta W_A(\Delta Z_{MA}, \alpha) - \bar{W}_A \right)^2 \cdot \sin(\alpha) \cdot d\alpha}{\int_0^\sigma \sin(\alpha) \cdot d\alpha}} = \\ = \sqrt{\frac{\int_0^\sigma \left(\left(\frac{k_w}{\pi/2} n \cdot \Delta Z_{MA} \right) \alpha - \left(\frac{k_w}{\pi/2} n \cdot \Delta Z_{MA} \right) \cdot f(\sigma) \right)^2 \cdot \sin(\alpha) \cdot d\alpha}{1 - \cos(\sigma)}} = \\ = \left(\frac{2}{\pi} k_w n \cdot \Delta Z_{MA} \right) \cdot \sqrt{\frac{\int_0^\sigma (\alpha - f(\sigma))^2 \cdot \sin(\alpha) \cdot d\alpha}{1 - \cos(\sigma)}} = \\ = \left(\frac{2}{\pi} n \cdot \Delta Z_{MA} \right) \times \\ \times \sqrt{\frac{\int_0^\sigma (\alpha^2 \cdot \sin(\alpha) - 2\alpha \cdot f(\sigma) \cdot \sin(\alpha) + f(\sigma)^2 \cdot \sin(\alpha)) \cdot d\alpha}{1 - \cos(\sigma)}} = \\ = \left(\frac{2}{\pi} k_w n \cdot \Delta Z_{MA} \right) \times \\ \times \sqrt{\frac{\int_0^\sigma \alpha^2 \cdot \sin(\alpha) \cdot d\alpha - 2f(\sigma) \int_0^\sigma \alpha \cdot \sin(\alpha) \cdot d\alpha + f^2(\sigma) \int_0^\sigma \sin(\alpha) \cdot d\alpha}{1 - \cos(\sigma)}}.$$

Интегралы в подкоренном выражении могут быть взяты аналитически [11, с. 59]:

$$\int_0^\sigma \alpha^2 \cdot \sin(\alpha) \cdot d\alpha = -\sigma^2 \cdot \cos(\sigma) + 2\sigma \cdot \sin(\sigma) +$$

$$+2\cos(\sigma) - 2;$$

$$2f(\sigma) \int_0^\sigma \alpha \cdot \sin(\alpha) \cdot d\alpha = 2 \left(\frac{\sin(\sigma) - \sigma \cdot \cos(\sigma)}{1 - \cos(\sigma)} \right) \times$$

$$\times (\sin(\sigma) - \sigma \cdot \cos(\sigma)) = 2 \frac{(\sin(\sigma) - \sigma \cdot \cos(\sigma))^2}{1 - \cos(\sigma)};$$

$$f^2(\sigma) \int_0^\sigma \sin(\alpha) \cdot d\alpha = \left(\frac{\sin(\sigma) - \sigma \cdot \cos(\sigma)}{1 - \cos(\sigma)} \right)^2 \times$$

$$\times (1 - \cos(\sigma)) = \frac{(\sin(\sigma) - \sigma \cdot \cos(\sigma))^2}{1 - \cos(\sigma)}.$$

Запишем формулу для расчета среднеквадратического значения волновой aberrации в аналитическом виде:

$$\begin{aligned} W_{MA} &= \left(\frac{2}{\pi} k_w n \cdot \Delta Z_{MA} \right) \times \\ &\times \left[\frac{1}{(1 - \cos(\sigma))} \cdot \int_0^\sigma \alpha^2 \cdot \sin(\alpha) \cdot d\alpha - \right. \\ &- 2f(\sigma) \int_0^\sigma \alpha \cdot \sin(\alpha) \cdot d\alpha + f^2(\sigma) \cdot \int_0^\sigma \sin(\alpha) \cdot d\alpha \left. \right]^{0.5} = \\ &= \left(\frac{2}{\pi} n \cdot \Delta Z_{MA} \right) \times \\ &\times \left[\frac{(-\sigma^2 \cdot \cos(\sigma) + 2\sigma \cdot \sin(\sigma) + 2 \cdot \cos(\sigma) - 2)}{1 - \cos(\sigma)} - \right. \\ &- 2 \left(\frac{\sin(\sigma) - \sigma \cdot \cos(\sigma)}{1 - \cos(\sigma)} \right)^2 + \left(\frac{\sin(\sigma) - \sigma \cdot \cos(\sigma)}{1 - \cos(\sigma)} \right)^2 \left. \right]^{0.5} = \\ &= \left(\frac{2}{\pi} k_w n \cdot \Delta Z_{MA} \right) \times \\ &\times \left[\frac{(-\sigma^2 \cdot \cos(\sigma) + 2\sigma \cdot \sin(\sigma) + 2 \cdot \cos(\sigma) - 2)}{1 - \cos(\sigma)} - \right. \\ &- \left. \left(\frac{\sin(\sigma) - \sigma \cdot \cos(\sigma)}{1 - \cos(\sigma)} \right)^2 \right]^{0.5} = k_M \lambda. \end{aligned}$$

Из приведенного выше равенства может быть получена формула для приближенного расчета величины дифракционной составляющей ГРИП по критерию Марешаля:

$$\begin{aligned} \Delta Z_{MA} &= \\ &= \frac{k_M \lambda}{\left(\frac{2nk_w}{\pi} \right)} \times \left[\frac{(-\sigma^2 \cdot \cos(\sigma) + 2\sigma \cdot \sin(\sigma) + 2\cos(\sigma) - 2)}{1 - \cos(\sigma)} - \right. \end{aligned}$$

$$\left. - \left(\frac{\sin(\sigma) - \sigma \cdot \cos(\sigma)}{1 - \cos(\sigma)} \right)^2 \right]^{-0.5} =$$

$$= \frac{\pi k_M \lambda}{2nk_w} \left[\frac{(-\sigma^2 \cdot \cos(\sigma) + 2\sigma \cdot \sin(\sigma) + 2\cos(\sigma) - 2)}{1 - \cos(\sigma)} - \right.$$

$$\left. - \left(\frac{\sin(\sigma) - \sigma \cdot \cos(\sigma)}{1 - \cos(\sigma)} \right)^2 \right]^{-0.5} =$$

$$= \frac{\pi k_M \lambda}{2nk_w} \left[\frac{((2 - \sigma^2) \cdot \cos(\sigma) + 2\sigma \cdot \sin(\sigma) - 2)}{1 - \sqrt{1 - \left(\frac{NA}{n} \right)^2}} - \right.$$

$$\left. - \left(\frac{\frac{NA}{n} - \arcsin\left(\frac{NA}{n}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{NA}{n} \right)^2}}{1 - \sqrt{1 - \left(\frac{NA}{n} \right)^2}} \right)^2 \right]^{-0.5} =$$

$$= \left(\frac{\pi k_M}{2k_w} \right) \frac{\lambda}{n} \times$$

$$\times \left[\frac{\left(\left(2 - \arcsin^2\left(\frac{NA}{n}\right) \right) \sqrt{1 - \left(\frac{NA}{n} \right)^2} + 2 \arcsin\left(\frac{NA}{n}\right) \frac{NA}{n} - 2 \right)}{1 - \sqrt{1 - \left(\frac{NA}{n} \right)^2}} - \right.$$

$$\left. - \left(\frac{\frac{NA}{n} - \arcsin\left(\frac{NA}{n}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{NA}{n} \right)^2}}{1 - \sqrt{1 - \left(\frac{NA}{n} \right)^2}} \right)^2 \right]^{-0.5}.$$

Для того чтобы записать окончательное выражение, приведенное выше, апертурный угол и его тригонометрические функции выражены через числовую апертуру и показатель преломления:

$$\sigma = \arcsin\left(\frac{NA}{n}\right); \quad \sin(\sigma) = \frac{NA}{n}; \quad \cos(\sigma) = \sqrt{1 - \left(\frac{NA}{n}\right)^2}.$$

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Leica Deep-UV Technology. High-resolution imaging & defect review.— Wetzlar: Leica-Microsystems Wetzlar GmbH, 2001.
2. Axio Imager. Microscopy from Carl Zeiss. Product description.— Gottingen: Carl Zeiss MicroImaging GmbH, 2006.
3. Innovative Products and Solutions: Microscopes. Catalogue of Leica-Microsystems products.— Wetzlar: Leica-Microsystems, 2005.
4. Olympus research system microscope AX70-Macro. Product description.— Tokyo: Olympus Optical Co. Ltd, 2004.
5. Nikon Industrial Microscopes Eclipse L150, L150A, ME600L. Product description.— Tokyo: Nikon Co, 2002.

6. Михель К. Основы теории микроскопа.— М.: Машиностроение, 1955.
7. Скворцов Г. Е., Панов В. А., Поляков Н. И., Федин Л. А. Микроскопы.— Л.: Машиностроение, 1967.
8. Панов В. А., Андреев Л. Н. Оптика микроскопов. Расчет и проектирование.— Л.: Машиностроение, 1976.
9. Бегунов Б. Н., Заказов Н. П. Теория оптических систем.— М.: Машиностроение, 1973.
10. Бергер И., Гельбке К., Мелис Г. Практическая микрофотография.— М.: Мир, 1977.
11. Борн М., Вольф Э. Основы оптики.— М.: Наука, 1973.
12. Боровицкий В. Н. Выбор цифровой камеры для оптического микроскопа // Технология и конструирование в электронной аппаратуре (ТКЭА).— 2004.— № 1.— С. 21—26.

13. Боровицкий В. Н. Оптимизация цифрового фильтра для оценивания фокусировки изображений в цифровой оптической микроскопии // Там же.— 2005.— № 2.— С. 32—40.
14. Yong I. T., Zagers R., van Vliet L. J. et al. Depth-of-focus in microscopy // Proc. of the 8 Scandinavian Conference on Image Analysis.— Tromso, Norway.—1993.— С. 493—498.
15. Goldsmith N. T. Deep focus: a digital image processing techniques to produce improved focal depth in light microscopy // Image Analysis and Stereology.— 2000.— N 19.— P. 163—167.
16. Цыпкин А. Г., Цыпкин Г. Г. Математические формулы. Алгебра. Геометрия. Математический анализ: Справочник.— М.: Наука, 1985.

НОВЫЕ КНИГИ

НОВЫЕ КНИГИ



С. И. Борицько, Н. В. Дементьев, Б. Н. Тихонов, И. А. Ходжаев. Метрология и электрорадиоизмерения в телекоммуникационных системах. Учебное пособие / Под общей редакцией Б. Н. Тихонова.— М.: Горячая линия–Телеком, 2007. – 374 с.

Рассмотрены основы метрологии, методы и средства электрорадиоизмерений, вопросы квалиметрии, стандартизации и оценивания соответствия. Рассмотрены вопросы автоматизации измерений, а также оценивание и поддержание качества радиоэлектронных изделий в процессе эксплуатации. Материал соответствует требованиям действующих нормативных документов в области метрологии, стандартизации, сертификации и технического регулирования, а также современным тенденциям развития теории измерений и измерительной техники. Для студентов вузов, обучающихся по специальности «Информационная безопасность телекоммуникационных систем», будет полезно студентам, обучающимся по направлениям «Телекоммуникации» и «Радиотехника», и специалистам.

в портфеле редакции в портфеле редакции в портфеле редакции в портфеле редакции

- Разработка первичных источников тока. (Украина, г. Одесса)
- Вольт-фарадный метод прогнозирования напряжения отсечки ионно-имплантированных полевых транзисторов с барьером Шоттки на GaAs. (Украина, г. Днепропетровск)
- Измерение сопротивления силовых диодов под действием импульса ударного тока (Украина, г. Киев)
- Способ оптимизации профиля распределения концентрации носителей по толщине эпитаксиальных слоев (Узбекистан, г. Ташкент)



- Новое поколение преобразователей ток-напряжение ППТН-02. (Украина, г. Черновцы)
- Слоистый магнитный полупроводник FeIn_2Se_4 и гетеропереход на его основе. (Украина, г. Черновцы)
- Метод компенсации температурного ухода частоты в резонаторных СВЧ-измерителях на основе ГУН. (Украина, г. Днепропетровск)

в портфеле редакции в портфеле редакции в портфеле редакции в портфеле редакции