

**Измерение глубины узких глубоких щелей методом лазерной дифрактометрии / Ю.В. Ларионов, Ю.В. Озерин // Научное приборостроение. -1992. -Т. 2. -№ 3: Лазеры и современное приборостроение. - С. 75-85.**

**Предложен неразрушающий метод контроля глубины узких изолирующих щелей в микроэлектронике (ширина 1-2 мкм при глубине 10 мкм) на основе метода лазерной дифрактометрии. Результаты расчета интенсивностей в дифракционном спектре по скалярной теории дифракции сравниваются с экспериментальными данными. Выявлены влияющие величины и определены пределы применимости приближенной модели расчетов для оценки погрешности измерений. Несмотря на использование приближенной модели расчетов, выбор условий измерений позволяет получить результат с погрешностью 1 % до глубин, по крайней мере, 7,5 мкм. Библ. 3 назв. Ил. 6. Табл. 1.**

Ю. В. Ларионов, Ю. В. Озерин  
(НИИ молекулярной электроники, г. Зеленоград)

## ИЗМЕРЕНИЕ ГЛУБИНЫ УЗКИХ ГЛУБОКИХ ЩЕЛЕЙ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ ДИФРАКТОМЕТРИИ

Развитие технологии создания СБИС привело к формированию топологических структур, толщина которых может быть много больше их ширины. Одним из примеров таких структур является изолирующая щель, вытравленная в кремниевой подложке. Глубина щелей находится в диапазоне 2—8 мкм при ширине 1—2 мкм.

Контроль геометрических параметров изолирующих щелей проводится, как правило, разрушающим способом по сколу на РЭМ. Для известных неразрушающих способов контроля существуют принципиальные трудности измерения толщины элементов профиля сечения такого объекта контроля. В профилометрии, с помощью которой можно измерять глубину травления, сложности возникают в связи с тем, что геометрические размеры иглы много больше ширины канавки, и она может не достигать дна последней. В интерференционной микроскопии существует проблема формирования интерференции от дна канавки из-за того, что освещение ее производится сфокусированным пучком света. Кроме того, при определении этим способом глубины травления объекта с вертикальными боковыми стенками в результатах измерения появляется неопределенность, кратная половине длины волны света.

Для измерения глубины узких и глубоких объектов контроля типа щели нам удалось использовать лазерную дифрактометрию. Объект, представляющий собой линейную дифракционную решетку, которая состоит из набора узких глубоких изолирующих щелей, освещается параллельным лазерным пучком. В итоге возникает серия дифракционных максимумов, интенсивность света в которых определяется в числе прочих параметров и глубиной щели. При изменении угла падения света на решетку в плоскости, параллельной ее штрихам, интенсивность света во всех дифракционных максимумах меняется периодически, многократно достигая максимальных и минимальных значений. Это явление можно объяснить интерференцией лучей, отраженных от верхнего и нижнего плато ступеньки (рис. 1). Сдвиг фаз  $\Phi$  для этих лучей в простейшем случае фазовой ступеньки при изменении угла падения можно представить как

$$\Phi = 4\pi h \cos \theta / \lambda, \quad (1)$$

где  $h$  — глубина щели,  $\theta$  — угол падения света,  $\lambda$  — длина волны света. При  $\Phi = 2\pi N$  интенсивность света в дифракционных

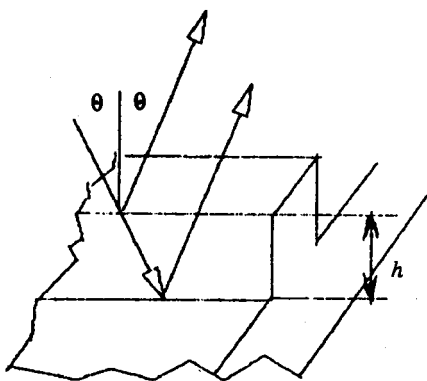


Рис. 1. Схема отражения световых пучков от верхнего и нижнего плато канавки при наклонном падении света на решетку в плоскости, параллельной ее штрихам.

максимумах достигает минимальных, а при  $\Phi = (2N + 1)\pi$  — максимальных значений. Измерив угол  $\theta_N^{\text{экстр}}$ , при котором достигается  $N$ -й максимум или минимум, можно определить глубину канавки  $h$ . Это можно сделать и без отсчета  $N$ , если измерить  $\theta_N^{\text{экстр}}$  для двух экстремумов, при условии, что известно количество экстремумов между ними. В простейшем случае для соседних экстремумов, для которых разница в  $\Phi$  составляет  $2\pi$ , будем иметь

$$h = \frac{\lambda}{2(\cos \theta_N^{\text{экстр}} - \cos \theta_{N+1}^{\text{экстр}})} \quad (2)$$

Приведенное объяснение возникновения модуляции интенсивности относится к отраженному от ступеньки световому пучку. Однако оно может быть приложено и к дифрагированным порядкам при отражении света от решетки с глубокими и узкими щелями. Авторы считают, что реально модуляция интенсивности света в дифракционных максимумах для канавок, размер которых сравним, а глубина больше  $\lambda$ , объясняется сложными резонансными явлениями, но приведенное выше объяснение просто и удобно в практическом плане, и поэтому имеет смысл оценить пределы применимости соответствующих ему математических выражений.

Изменение интенсивности в дифракционных максимумах может быть описано в рамках скалярной теории дифракции. Выражение для амплитуды дифрагированного света  $U_m$  в порядке дифракции с номером  $m$  в этом случае запишется следующим образом:

$$U_m = \frac{1}{d} \int_0^d R(x) \exp(j 2 \pi m x / d) dx, \quad (3)$$

где  $d$  — период решетки,  $R(x)$  — амплитудный коэффициент отражения от решетки. Для канавки с вертикальными боковыми стенками получим

$$R(x) = \begin{cases} R_b(\theta) \exp[j F_b(\theta)] & \text{для } 0 \leq X \leq b \\ R_n(\theta) \exp\left[j \left(F_n(\theta) + \frac{4 \pi h \cos \theta}{\lambda}\right)\right] & \text{для } b \leq X \leq d \end{cases}$$

где  $b$  — ширина верхнего плато элемента,  $R_b(\theta)$ ,  $R_n(\theta)$ ,  $F_b(\theta)$ ,  $F_n(\theta)$  — составляющие комплексных коэффициентов отражения от верхнего и нижнего плато, зависящие от угла падения света на образец. Если профиль сечения канавки представляет собой трапецию, необходимо задать в  $R(X)$  значение коэффициента отражения от клина травления  $R_c$ .

В общем случае на поверхности верхнего плато может находиться слой диэлектрика или даже многослойная структура из нескольких диэлектриков, поэтому значение  $h$  есть суммарная толщина слоя диэлектрика (диэлектриков) и глубины канавки. Составляющие комплексных коэффициентов отражения для многослойной структуры при изменении угла падения с учетом поляризации света рассчитывались по формулам Френеля для известных толщин слоев и значений их оптических констант, определенных с помощью эллисометрии для  $\lambda = 0,633$  мкм. Значение интенсивности света в  $m$ -м порядке дифракции  $I_m = U_m * U_m^*$  (звездочкой отмечено комплексно-сопряженное значение) зави-

сит от разности фаз лучей, отраженных от верхнего и нижнего плато, и при изменении угла падения будет также периодически изменяться, как и для отраженного от ступеньки пучка в предыдущем случае. Значение

$$\Delta \Phi = F_n(\theta) + 4\pi h \cos(\theta) / \lambda - F_b(\theta), \quad (4)$$

достигающее при нормальном падении света максимального значения, определяет количество экстремумов  $N$ , которые возникают при изменении угла падения света.

На рис. 2, а, б представлены расчетные и экспериментальные зависимости относительной интенсивности  $I_1$  от угла падения света на решетку. Используемая в расчетах глубина канавки 2,66 мкм определена рассматриваемым методом, толщина окисла на поверхности верхнего плато 0,62 мкм оценена с использованием эллипсометрии. Для каждой из зависимостей нормировка произведена по значению сигнала  $I_1^P$  в максимуме, наиболее близком к нормальному падению. Как видно, различия между  $I_1^{\text{эксп}}(\theta)$  и  $I_1^{\text{расч}}(\theta)$  сводятся к следующему: 1) модуляция сигнала  $I_1$  в эксперименте меньше, чем в расчетах, 2) различие в положении экстремумов для  $P$ - и  $S$ -поляризации на экспериментальных кривых больше, причем для  $P$ -поляризации значения углов  $\theta_N^{\text{экстр}}$  во всех экспериментах меньше, чем для  $S$ -поляризации. Рассмотрим эти различия более подробно. Модуляция  $M$  может быть представлена в виде

$$M_m = \left| \frac{T_m^{\max} - T_m^{\min}}{T_m^{\max} + T_m^{\min}} \right|.$$

Для профиля сечения элемента решетки в виде трапеции, при условии, что коэффициент отражения от склонов травления  $B_0 = 0$ , из (3) можно получить [1]

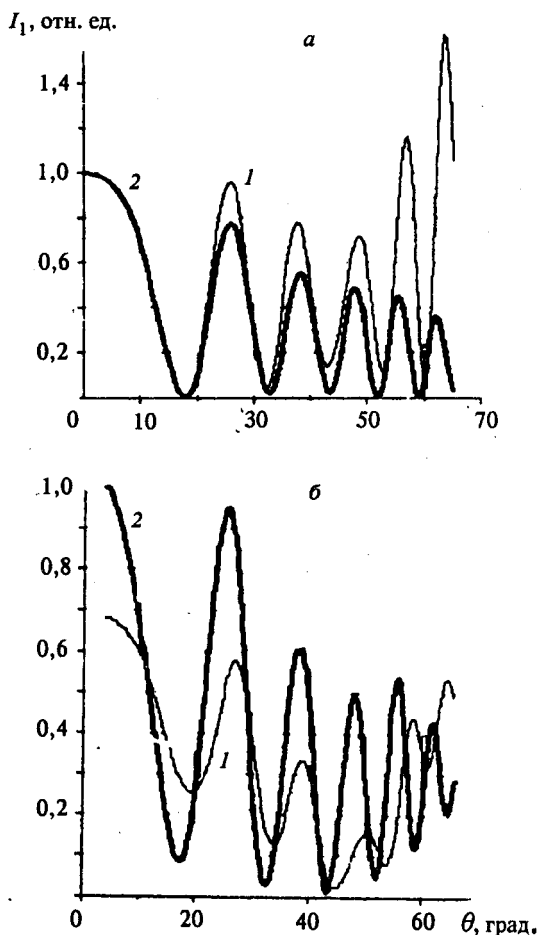


Рис. 2. Зависимость интенсивности дифрагированного света  $I_1$  от угла падения света для  $S$ - (1) и  $P$ - (2) поляризации.

а — расчет, б — эксперимент.

$$I_m^{\max} \approx \frac{4}{m^2} \left[ R_b \sin(\pi m B) + R_n \sin(\pi m (B + 2A)) \right]^2, \quad (5)$$

$$I_m^{\min} \approx \frac{4}{m^2} \left[ R_b \sin(\pi m B) - R_n \sin(\pi m (B + 2A)) \right]^2.$$

Здесь  $B = b/d$ ,  $A = a/d$ , где  $a$  — ширина основания клина травления. Подставляя эти выражения в (4), получим:

$$M_m = \left| \frac{2 R_b R_n \sin(\pi m B) \sin(\pi m (B + 2A))}{R_b^2 \sin^2(\pi m B) + R_n^2 \sin^2(\pi m (B + 2A))} \right|. \quad (6)$$

Величина  $R_0$  в действительности может быть отлична от нуля, однако принятое допущение позволяет качественно оценить влияние склонов на  $M_m$ . При  $A = 0$  (вертикальные боковые стенки) значение  $M_m$  перестает зависеть от ширины элемента и номера порядка. В этом случае  $M_m$  достигает максимума, равного единице при  $R_b = R_n$  (т. е. для фазовой структуры) и уменьшается с увеличением разности между ними. Зависимость  $R_b$  и  $R_n$  от угла падения света определяет  $M_m(\theta)$ .

Расчетные данные  $R_b(\theta)$  и  $R_n(\theta)$  для  $S$ - и  $P$ -поляризации в падающем пучке представлены на рис. 3. Как видно, в области  $40$ — $50^\circ$ , в которой разница между  $R_n$  и  $R_b$  для  $S$ -поляризации максимальна, модуляция  $I_m^S$  для экспериментальных и расчетных данных минимальна. Разница в значениях модуляции, особенно заметная для  $S$ -поляризации света, может объясняться реально большим отличием  $R_b$  от  $R_n$ , чем это следует из расчетов по формулам Френеля.

Для подтверждения эффекта отличия  $R_n$  на дне узких канавок от значений,

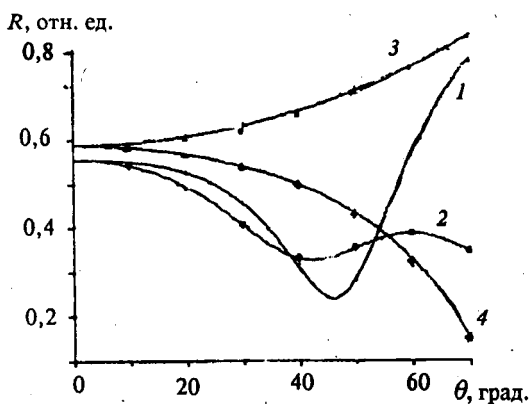


Рис. 3. Расчетная зависимость коэффициентов отражения на верхнем и нижнем плато ступеньки от угла падения для  $S$ - и  $P$ -поляризации.

1 —  $R_b$  для  $S$ -поляризации, 2 —  $R_b$  для  $P$ -поляризации, 3 —  $R_n$  для  $S$ -поляризации, 4 —  $R_n$  для  $P$ -поляризации.

определяемых поверхностью кремния, измерения интенсивности  $I_m$  были проведены на фазовой решетке, также было проведено сравнение с интенсивностью пучка, отраженного от ровной поверхности ( $I_{\text{отр}}$ ). Для

$$S\text{-поляризации } R^S = \sum_0^m I_i / I_{\text{отр}} =$$

$= 0,845$  (при угле падения  $75^\circ$ ), значение  $R^P$ , определенное таким же образом, равно 91 (т. е. суммарная интенсивность дифрагированного света во много раз превышает интенсивность отраженного). Для сравнения приведем те же величины, измеренные для решетки глубиной  $0,1$  мкм:  $R^S = 0,946$ ,  $R^P = 0,995$ .

Разница в значениях  $R_n$  и  $R_b$  в некотором диапазоне углов падения с учетом возможного несоответствия  $R_n$  значениям, определяемым по формулам Френеля, приводит к малости модуляции интенсивности света и к возможной потере экстремума при отсчете  $N$ . Поэтому универсальный алгоритм вычисления  $h$  не может основываться на отсчете номера экстремума.

Другой возможной причиной заниженных значений  $M_m$  в экспериментах может быть наличие клина, приводящего к неравенству  $\sin(\pi m B) \sin(\pi m (B + A))$  в (6). При этом возникает зависимость  $M$  от номера порядка дифракции  $m$ . Экспериментальные данные подтверждают существование зависимости  $M(m)$  даже для канавок с практически вертикальными боковыми стенками (ширина переходной области на краю  $\sim 0,1$  мкм при ширине канавки  $\sim 2$  мкм). По-видимому, ширина переходной области формально определяется не только геометрией профиля сечения, но и неравномерностью освещения дна канавки вблизи боковых стенок, наличием эффекта "теней" [2]. Наименьшее значение  $M_m$  в эксперименте достигается в порядке  $m$ , в котором интенсивность  $I_m^{\max}$  минимальна. Как видно из (5) и (6), в этих случаях  $\sin(\pi m B)$  или  $\sin(\pi m (B + A)) \approx 0$ .

Из (6) следует также, что при наличии клина появляется зависимость  $M(B)$ . В эксперименте наибольшее значение модуляции в первом порядке дифракции наблюдалось при  $B \approx 0,5$ , что соответствует расчетным данным. При уменьшении ширины канавки в экспериментах и расчетах модуляция также уменьшается, однако в экспериментах уменьшение для  $S$ -поляризации более значительно, чем для  $P$ -поляризации, что объясняется, по-видимому, большей разницей  $R_n$  и  $R_b$  в данном случае. По этой причине измерение глубины лучше проводить при  $P$ -поляризации. Модуляция сигнала при  $P$ -поляризации, позволившая определить положение экстремумов и по ним рассчитать глубину канавки, была получена для образца с шириной элементов всего  $0,7$  мкм (измерение ширины проводилось с помощью РЭМ по сколу образца). При этом для  $S$ -поляризации падающего света модуляция отсутствовала. В [3] на основании расчетов по точной теории дифракции от решетки с канавками, выполненными с вертикальными боковыми стенками в сверхпроводящем материале, было предсказано, что наименьшая ширина, при которой свет еще проникает вглубь канавки при  $P$ -поляризации, должна быть больше  $\lambda/2$  ( $\sim 0,316$  мкм для Ge—He-лазера). По-видимому, это ограничение является границей диапазона в данной реализации метода.

Другой величиной, для которой еще более важно оценить пределы применимости выбранной модели расчетов, является угол падения, при котором достигаются экстремальные значения интенсивности света. Из рис. 2, а, б видно, что экспериментальные и расчетные положения экстремумов примерно совпадают. Однако глубина травления, определенная по положению экстремумов с различными значениями  $N$  с помощью простейших математических выражений (1) или (2), приводит к различным значениям. Оказалось, что при использовании (1) значение глубины с уменьшением  $N$  монотонно убывает (при расчетах по (2) — возрастает). Особенно заметно уменьшение глубины при углах падения более  $60^\circ$ . Глубина зависит от положения поляризации света и практически для всех образцов при любых  $N$   $h^S > h^P$ . Это означает, что с ростом угла падения света (уменьшением значения  $N$ ) появляется и увеличивается смещение  $\theta_N^{\text{экстр}}$  в сторону меньших значений от положений, опреде-

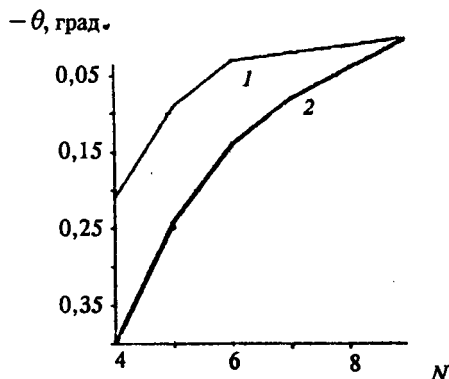


Рис. 4. Смещение положений экстремумов интенсивности  $\Delta\theta$  от значений, получаемых в расчетах, в зависимости от номера ( $N$ ) экстремума (или угла падения света:  $\theta_9^{\text{экстр}} \approx 27^\circ$ ,  $\theta_4^{\text{экстр}} \approx 65^\circ$ ).

1 —  $S$ -поляризация, 2 —  $P$ -поляризация.

смещение положений экстремумов таким образом, что определенные по ним значения глубины оказываются меньше истинного значения, формально свидетельствуя о том, что волна не достигает истинного дна канавки. Ошибка в глубине в этом случае пропорциональна глубине канавки. Если вектор  $\mathbf{H}$  параллелен штрихам решетки, подобного взаимодействия нет, и значение глубины соответствует истинному значению. При уменьшении ширины канавки различие между  $h_E$  и  $h_H$  возрастает, достигая максимума при значении ширины  $b = \lambda / 2$ , когда световой пучок при  $E$ -поляризации, как отмечалось выше, совсем не проникает в канавку.

Подобное объяснение можно применить и к рассматриваемому случаю, невзирая на то, что здесь экстремумы достигаются за счет изменения угла падения света на образец. По-видимому, смещение положения экстремумов для  $S$ - и  $P$ -поляризации по сравнению со значениями, определенными с помощью простейшей модели, происходит в результате возрастания пути, который проходит волна в канавке, взаимодействуя с боковыми стенками (пропорционально  $1 / \cos \theta$ ). Поскольку боковые стенки имеют конечную проводимость и положение стенок не является вертикальным, различие в характере проникновения волны в канавку для  $S$ - и  $P$ -поляризации менее заметно, однако и в данных условиях глубина проникновения волны при  $S$ -поляризации больше, чем при  $P$ -поляризации. Интересно, что при существовании шероховатости на дне канавки, которая потенциально приводит к нарушению интерференционных явлений при изменении угла падения света, более заметное уменьшение модуляции происходит для  $S$ -поляризации, при которой волна "глубже" проникает внутрь канавки.

Эффект смещения положения экстремумов в большей степени проявляется при  $P$ -поляризации падающего света (что формально и определяет меньшее значение глубины), поэтому измерение лучше проводить при  $S$ -поляризации. Однако из-за меньшей модуляции сигнала в этом случае возрастает случайная

ляемых (2) для известного  $h$ . На рис. 4 представлена экспериментальная зависимость смещения  $\Delta\theta$  от  $N$  для фазовой структуры, наибольшее значение  $N=9$  соответствует  $\theta_9^{\text{экстр}} \approx 27^\circ$ ,  $\theta_4^{\text{экстр}} \approx 65^\circ$ .

В [3] предложено объяснение тому, что глубина канавок решетки, выполненных в сверхпроводящем материале подложки при нормальном падении света на них, зависит от положения поляризации света по отношению к направлению штрихов решетки. В случае, когда вектор электрического поля  $\mathbf{E}$  параллелен штрихам решетки, в боковых стенках канавки происходит наведение тока, поле которого, взаимодействуя с полем падающей волны, препятствует проникновению последней в глубь канавки. При этом происходит сме-

погрешность в определении  $\theta_N^{\text{экстр}}$ . Поэтому выбор способа измерения каждый раз должен производиться исходя из конкретных условий проведения измерений.

Значение  $h$ , определяемое по  $\theta_N^{\text{экстр}}$ , зависит от того, в каком порядке дифракции наблюдается интенсивность света. Экспериментальная зависимость угла падения, при котором достигается  $\theta_N^{\text{экстр}}$ , от номера порядка для одного из образцов фазовой структуры с практически вертикальными боковыми стенками показаны на рис. 5. Как видно, смещение положений экстремумов при увеличении номера порядка приводит к таким же погрешностям в измерении  $h$ , что и при увеличении угла падения света для одного из порядков дифракции. Минимальное смещение  $\theta_N^{\text{экстр}}$  и, следовательно, минимальная ошибка при определении  $h$  происходит при измерениях  $\theta_N^{\text{экстр}}$  вблизи нулевого порядка дифракции. Выбор порядка дифракции, расположенного ближайшим образом к нулевому, ограничивается подсветкой в окно фотоприемника со стороны нулевого порядка.

Смещение положения экстремумов для старших порядков дифракции объяснимо даже в рамках скалярной теории дифракции при наличии клина травления [1]. Обнаруженное в эксперименте смещение экстремумов в старших порядках дифракции для канавок с вертикальными боковыми стенками можно формально связать с клиньями травления. При этом затруднение в проникновении световой волны в канавку вдоль ее боковых стенок проявляется как существование таких клиньев. Для  $P$ -поляризации световой волны, более активно взаимодействующей с боковыми стенками, смещение, как видно из рис. 5, большее и, следовательно, формально клинья более широкие. При уменьшении ширины канавки смещение экстремумов для старших  $m$  и разница между смещениями для  $S$ - и  $P$ -поляризаций возрастает, что свидетельствует об относительном увеличении ширины основания клиньев.

Как уже отмечалось, объект, который нужно контролировать в промышленности, имеет на верхнем плато диэлектрическую пленку или слоистую структуру из нескольких различных пленок. При этом значения  $h$  в (4) определяются как  $b = h_d + h_{\text{щ}}$ , где  $h_d$  — толщина слоя диэлектрика,  $h_{\text{щ}}$  — глубина щели. В случае, если известно значение  $\Delta\Phi$ , а также  $h_d$  и оптические константы материалов на верхнем и нижнем плато структуры, выражение (4) может быть разрешено относительно  $h_{\text{щ}}$ . Выбор наилучшего способа определения  $h$  по данным измерения углов  $\theta_N^{\text{экстр}}$  производят на основании оценки влияния погрешности  $\sigma(\theta)$  на погрешность измерения  $\sigma(h)$ . Для способа определения глубины штрихов фазовой решетки с учетом  $N$  будем иметь

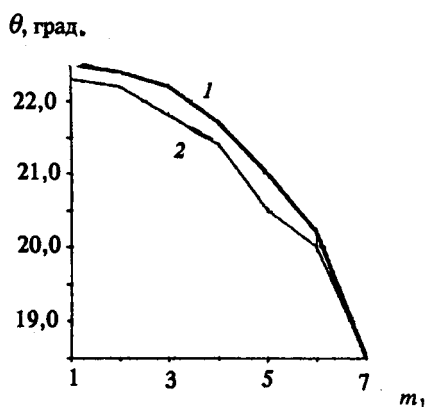


Рис. 5. Экспериментальная зависимость угла падения от номера порядка дифракции ( $m_1$ ) для фазовой структуры с вертикальными боковыми стенками.

1 —  $S$ -поляризация, 2 —  $P$ -поляризация.



$$\sigma(h) = \frac{N \lambda \sin \theta_{\text{экстр}}}{2 \cos^2 \theta_{\text{экстр}}} \sigma(\theta), \quad (7)$$

при измерении  $h$  по значениям углов падения для соседних экстремумов при условии, что погрешность измерения  $\theta$  для них одинакова,

$$\sigma(h) = \frac{\lambda}{2} \frac{(\sin^2 \theta_2_{\text{экстр}} + \sin^2 \theta_1_{\text{экстр}})^{1/2}}{(\cos \theta_1_{\text{экстр}} - \cos \theta_2_{\text{экстр}})^2} \sigma(\theta).$$

Эти выражения справедливы и для амплитудно-фазовых решеток в области малых углов падения, где  $F_b(\theta)$  и  $F_n(\theta)$  изменяются слабо, и для больших глубин, т. е. при близости  $\theta_N^{\text{экстр}}$  и  $\theta_{N+1}^{\text{экстр}}$ . В таких условиях, как видно, случайная погрешность меньше при измерении по первому способу. Данный вывод подтверждается экспериментальными результатами. Однако, учитывая, что в некоторых случаях возникают затруднения с отсчетом значения  $N$  из-за потери при отсчете младших экстремумов, можно предложить компромиссный вариант измерения по паре  $\theta_N^{\text{экстр}}$ , максимально отличающихся один от другого, для которой можно определить точно число промежуточных экстремумов. В этом случае по сравнению со вторым способом уменьшается случайная погрешность, однако по сравнению с первым возрастает систематическая погрешность из-за смещения экстремумов при большом угле падения света на образец.

В рамках данной работы был найден и реализован алгоритм определения  $h$  по первому способу, в котором, вместе с тем, нет необходимости экспериментального определения значения  $N$ . Существо алгоритма состоит в следующем. Присваивая самому младшему зафиксированному экстремуму интенсивности (при наибольшем угле падения) значение 1, рассчитывают  $h$  для всех старших экстремумов. Если номер младшего зафиксированного экстремума оказался заниженным, вычисленное для него значение  $h$ , как и для всех старших экстремумов, будет меньше действительного. При этом искусственное смещение

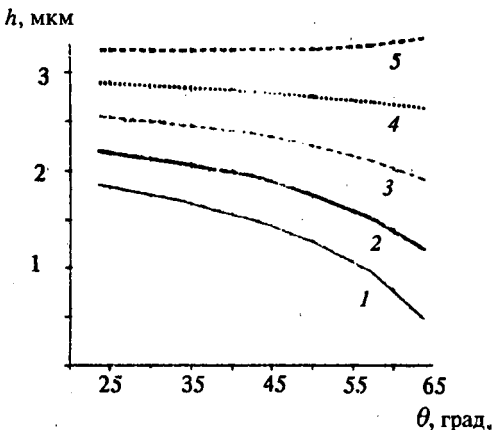


Рис. 6. Последовательные итерации расчета зависимости  $h(\theta)$ .

Цифра у кривой соответствует номеру итерации.

положения экстремумов в сторону меньших углов падения вызовет наибольшую ошибку в  $h$  для самого младшего экстремума. В следующей итерации самому младшему зафиксированному экстремуму присваивается значение 2. Зависимости  $h$  от  $\theta$  для последовательных итераций представлены на рис. 6. Итерации продолжают до тех пор, пока присваиваемый номер порядка для самого младшего зафиксированного экстремума не превысит действительный. Тогда изменяется наклон зависимости  $h(\theta)$  (см. рис. 6, кривая 5). Поскольку известно, что для структуры с правильно определенными номерами экстремумов значение  $h$  увеличивается с ростом

$N$  (благодаря обнаруженному смещению экстремумов при больших углах падения), то для определения  $N$  выбирается итерация, для которой  $h(\theta)$  является минимально возрастающей.

Созданный алгоритм можно использовать для определения  $h_{\text{ш}}$  лишь в ограниченном диапазоне значений ширины канавки. За пределами этого диапазона обнаруженное смещение в положении экстремумов носит другой характер, и критерий выбора значения  $N$  должен быть изменен.

Рассмотрим погрешности измерения глубины канавок предлагаемым способом. Случайная погрешность в значении  $h$  определяется погрешностью измерения  $\theta_N^{\text{экстр}}$ , возникающей из-за нестабильности интенсивности лазера или шумов усилителя. Наличие шумов приводит к тому, что при пологом экстремуме вместо  $\theta_N^{\text{экстр}}$  может быть измерено значение  $\theta$  вблизи экстремальной точки, для которого  $|I(\theta) - I(\theta_N^{\text{экстр}})| < I_{\text{ш}}$ , где  $I_{\text{ш}}$  — интенсивность шума. Предельные углы  $\theta^{\text{пр}}$ , для которых существенно наличие шумов, можно определить из равенства  $|I(\theta^{\text{пр}}) - I(\theta_N^{\text{экстр}})| = I_{\text{ш}}$ . Из (3) следует, что для фазовой решетки с вертикальными боковыми стенками

$$I(\theta) = I_{\text{max}} \left( 1 - \cos \frac{4\pi h \cos \theta}{\lambda} \right),$$

где  $I_{\text{max}} = \frac{2d^2}{\pi^2 m^2} \sin^2 \pi m B$ . Тогда  $I_{\text{ш}} = I_{\text{max}} \left( 1 \pm \cos \frac{4\pi h \cos \theta}{\lambda} \right)$ . Здесь "плюс" — для максимумов, "минус" — для минимумов интенсивности. При значениях  $\theta$ , близких  $\theta_N^{\text{экстр}}$ , можно записать, ограничиваясь квадратичным членом в разложении функции  $\cos(x)$ , следующее:

$$I_{\text{ш}} = \frac{I_{\text{max}}}{2} \left[ \frac{4\pi h (\cos \theta^{\text{пр}} - \cos \theta_N^{\text{экстр}})}{\lambda} \right]^2.$$

Неопределенность в значении угла экстремума  $\Delta\theta = 2 |\theta_N^{\text{экстр}} - \theta^{\text{пр}}|$  составит

$$\Delta\theta = \frac{\lambda}{\sqrt{2\pi h}} \sqrt{\frac{I_{\text{ш}}}{I_{\text{max}}}} \frac{1}{\sin \theta_N^{\text{экстр}}}.$$

Учитывая, что погрешность в  $h$  определяется (7), окончательно получим такую формулу:

$$\sigma_h = \frac{\lambda}{\sqrt{2\pi \cos \theta^{\text{экстр}}}} \sqrt{\frac{I_{\text{ш}}}{I_{\text{max}}}}.$$

Как видно, для фазовой решетки случайная погрешность в  $h$  (в отличие от  $\theta$ ) не зависит от глубины канавки и минимальна при нормальном падении света на решетку. Аналогичный результат получается и для фазово-амплитудной решетки в случае малости  $\Delta\theta$ , т. е. при больших  $h$  и отношении сигнал/шум.

№ образца	Толщина ступеньки, мкм	
	Профилометр	Дифрактометр*
1	4,95	4,89
2	6,10	6,01
3	7,44	7,36

\* С учетом толщины окисла на верхнем плато ступеньки.

Этот вывод совместно с предыдущим позволяет выбрать для измерения  $h$  как наилучший способ — измерение с определением  $N$  при минимальном значении  $\theta_{\text{экстр}}$ .

Систематическая погрешность минимальна

при использовании описанного выше алгоритма измерения  $h$  и выражения (1) — по экстремуму с максимальным значением  $N$ . При этом необходимо выбрать для измерения интенсивности порядок дифракции, наиболее близкий к нулевому и  $S$ -поляризации падающего света. Последние два источника погрешности можно свести к минимуму, проводя измерения не на решетке, состоящей из набора канавок, а на единичном выступе или канавке с достаточно большой шириной (в эксперименте  $\sim 50$  мкм). В данном случае вместо набора главных дифракционных максимумов спектр состоит из серии близко расположенных экстремумов, что дает возможность измерять интенсивность дифрагированного света вблизи нулевого порядка. В этом случае отсутствует также разница в значениях  $h^S$  и  $h^P$ .

В таблице представлены результаты измерений толщины ступеньки на нескольких образцах с использованием лазерного дифрактометра и профилометра ALPHA STEP-200, откалиброванного с помощью меры, аттестованной в организации Госстандарта. Толщина окисла на поверхности верхнего плато на всех образцах составляла 0,29 мкм.

Случайная погрешность измерения для профилометра и дифрактометра не превышала 0,01 мкм ( $2\sigma$ ). Меньшее значение толщины, полученное с помощью дифрактометра, отчасти объясняется эффектом смещения экстремумов с увеличением угла дифракции. Для обр. 2 с наибольшей разницей полученных значений были проведены измерения по участку спектра дифракции, непосредственно примыкающему к нулевому порядку. В результате разница между значениями, полученными на дифрактометре и профилометре, была уменьшена до 0,02 мкм.

Для канавок с малой шириной погрешность увеличивается в результате влияния обнаруженных нами источников погрешности. Оценить эту погрешность оказалось невозможным даже при разрушающем методе контроля на РЭМ по сколу из-за невозпроизводимости сколов контролируемых элементов и неприемлемых погрешностей измерения глубины на РЭМ. Верхний предел систематической погрешности измерения глубины данным способом для большинства контролируемых канавок шириной более 1,5 мкм, по-видимому, составляет  $0,1 + 0,2$  мкм.

Таким образом, результаты работы позволяют сделать заключение, что сложные резонансные явления, возникающие при проникновении света в узкую и глубокую канавку ( $h \gg \lambda$ ,  $b \approx \lambda$ ) могут быть с приемлемой для промышленного контроля глубины травления точно описаны простейшей моделью интерференции лучей. Диапазон толщин, в котором проводились измерения —  $0,16 + 8$  мкм. Минимальная ширина канавки, для которой были получены результаты измерений и проведено сравнение с данными стороннего метода (РЭМ) —  $\sim 0,7$  мкм (глубина  $\sim 4$  мкм). Верхний предел диапазона, по-видимому, не является предельным даже для созданной установки и, кроме того, может быть расширен методическими средствами. Нижнюю границу диапазона

можно уменьшить методически, если определять не положение экстремумов интенсивности, а степень изменения ее значений при изменении углов падения. По данным наших исследований нижняя граница для  $\lambda = 0,633$  мкм составляет в этом случае  $\sim 0,05$  мкм.

По-видимому, созданная методика и устройство для проведения измерений могут быть использованы как основа для разработки образцового толщиномера.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Волков В. В., Герасимов Л. Л., Капаев В. В. и др. // Микроэлектроника. 1984. Т. 13, вып. 1. С. 64-73.
2. Егорова Г. А., Лонский Э. С., Потапов Е. В. // Эллипсометрия: теория, метод, приложения. Новосибирск, 1987.
3. Reach W. R., Carrol C. B. // RCA Reveiw. 1978. V. 39, № 9. P. 472.

*Рукопись поступила 2.03.92*