

аметра. В загрузочном окне шарики перемешиваются и случайным образом попадают в ту или иную канавку, поэтому их размеры усредняются. Зона входа шариков расположена ближе к оси вращения нижнего диска, чем зона выхода. Более низкая линейная скорость заготовок на входе в кольцевые канавки снижает динамические нагрузки на этом участке.

Перемещение шарика по кольцевой канавке сопровождается быстрым вращением вокруг оси, перпендикулярной траектории его центра и медленным вращением вокруг оси, касательной к этой траектории. Соотношение частот этих вращений изменяется на разных участках траектории, поэтому мгновенная ось вращения шарика меняет свое положение относительно оси нижнего диска. Скорость скольжения шариков относительно верхнего диска определяется главным образом величиной угловой скорости вращения шарика вокруг оси, касательной к его траектории. Для ее увеличения необходимо увеличивать величину смещения полудисков относительно оси нижнего диска, но количество кольцевых канавок на инструменте при этом сокращается. Выкатыванию шариков из канавки препятствует несимметричный V-образный профиль канавки, так как боковую нагрузку воспринимает стенка с меньшим углом наклона к вертикали.

При шлифовании шариков из материалов низкой прочности или обладающих совершенной спайностью важно не допустить больших динамических нагрузок на заготовки. Начальную стадию шлифования выполняют при пониженной скорости нижнего диска и небольшой рабочей

нагрузке. По мере уменьшения погрешностей формы шариков режимы резания повышают.

Большой и малый полудиски изготавливают из дисков разного диаметра, на которых перед разрезанием по диаметру пополам протачивают кольцевые канавки. Изношенный верхний диск может быть быстро заменён новым комплектом из двух оставшихся полудисков. После износа второго комплекта инструмента малые полудиски закрепляют на оправки и протачивают новые канавки. Большие полудиски имеют посадочные отверстия, смещённые относительно центра диска. Для восстановления формы изношенных канавок диски устанавливают в патроне токарного станка с помощью специальной эксцентричной оправки.

Таким образом, предлагаемая конструкция сборного инструмента может быть использована для шлифования шариков из хрупких неметаллических материалов. Обработка сопровождается интенсивным скольжением заготовок в кольцевых канавках. Наличие загрузочного окна позволяет увеличить количество шариков в обрабатываемой партии. Инструмент дает возможность применить элеваторный метод шлифования шариков, что резко увеличивает количество одновременно обрабатываемых шариков.

Литература

1. Станок для шлифования и полирования заготовок шара: патент 2033043 Германия. Герд Хеннинг, Клаус Дреус. – № Р2033043.2-14; заявл. 03.07.70; опубл. 04.03.76.
2. Плоткина В.Ф. Производство подшипников качения в Японии / В.Ф. Плоткина. – М.: НИИИ Автопром, 1967. – 77с.

УДК 535.39

УРАВНЕНИЕ СВЯЗИ ДЛЯ ЭЛЛИПСОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ В ДВУСЛОЙНОЙ МОДЕЛИ

Князев М.А.¹, Воронович А.Л.²

¹Белорусский национальный технический университет

Минск, Республика Беларусь,

²ООО «НЕОЛАБ-ВД»

Москва, Российская Федерация

Эллипсометрия, как метод определения оптических и геометрических параметров разных сред, находит широкое применение для решения большого числа задач как для научных, так и производственных целей. Основу эллипсометрии составляет анализ изменений амплитуды и фазы световой волны, которые происходят в результате её взаимодействия со средой. Современная эллипсометрия базируется на работах Друде [1, 2], практическое использование результатов которых оказалось весьма эффективным после создания лазеров и развития вычислительной техники, а также соответствующего программного обеспечения.

Параметрами, измеряемыми в эксперименте, являются так называемые эллипсометрические параметры ψ и Δ (эллипсометрические углы). Они связаны с комплексными коэффициентами отражения двух волн (отраженной R_p и падающей R_s) соотношением

$$\operatorname{tg} \psi \cdot \exp^{i\Delta} = \frac{R_p}{R_s}. \quad (1)$$

Здесь $\operatorname{tg} \psi$ характеризует отношение амплитуд коэффициентов отражения отраженной и падающей волн, а Δ – изменение разности скачков фаз этих волн при отражении.

Построим явное выражение вида (1) для задачи об отражении света от двуслойной среды, нанесенной на металлическую подложку. При этом будем использовать подход, предложенный в работах [3, 4].

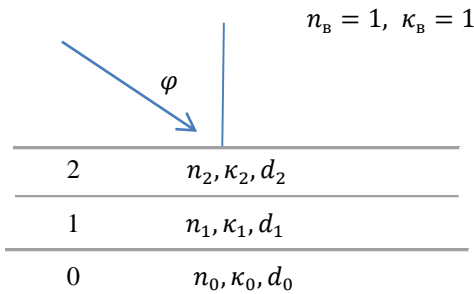


Рисунок 1 – Геометрия задачи

Геометрия задачи и соответствующие параметры представлены на рис. 1. Индекс 0 означает металлическую подложку, индексы 1 и 2 – двуслойное прозрачное покрытие, индекс в – воздух. Здесь n_j и κ_j , $j = 0, 1, 2$ обозначают показатели преломления и поглощения света соответствующих сред; n_B и κ_B – показатели преломления и поглощения воздуха; φ – угол падения света; d_1 и d_2 обозначают толщины соответствующих слоев, в общем случае толщины слоев произвольны, хотя во многих практически важных задачах, как правило, один из них гораздо толще другого.

Считаем, что все слои представляют собой однородные и изотропные среды. Задача будет рассматриваться в линейном приближении, то есть принимается, что оптические параметры слоев не зависят от длины волны. Для дальнейших расчетов ведем из соображений удобства комплексные показатели преломления для соответствующих слоев среды: $N_j = n_j - i\kappa_j$, $j = 0, 1, 2$; $i = \sqrt{-1}$, $N_B = n_B - i\kappa_B$.

В рассматриваемой задаче в правой части формулы (1) должны стоять комплексные коэффициенты отражения от среды 2 для отраженной $R_{2,p}$ и падающей $R_{2,s}$ волн. Вследствие значительной математической сложности задачи эти коэффициенты лучше выразить в виде рекуррентного соотношения, используя соответствующие комплексные коэффициенты отражения от среды 1 и параметры среды 2 так, чтобы коэффициенты Френеля для сред 0 и 1, а также 1 и 2 были выражены относительно одной и той же внешней среды (в нашем случае это воздух). Такие соотношения естественным образом следуют из общих свойств коэффициентов Френеля.

В окончательном виде формулу (1) можно записать следующим образом:

$$\operatorname{tg} \psi \cdot \exp^{i\Delta} = \frac{R_{2,p}}{R_{2,s}}, \quad (2)$$

где

$$R_{2,p} = \frac{r_{B2,p}(1-r_{B2,p}R_{1,p})+(R_{1,p}-r_{B2,p})X_2}{1-r_{B2,p}R_{1,p}+r_{B2,p}(R_{1,p}-r_{B2,p})X_2},$$

$$R_{2,s} = \frac{r_{B2,s}(1-r_{B2,s}R_{1,s})+(R_{1,s}-r_{B2,s})X_2}{1-r_{B2,s}R_{1,s}+r_{B2,s}(R_{1,s}-r_{B2,s})X_2},$$

$$R_{1,p} = \frac{r_{B1,p}(1-r_{B1,p}r_{B0,p})+(r_{B0,p}-r_{B1,p})X_1}{1-r_{B1,p}r_{B0,p}+r_{B1,p}(r_{B0,p}-r_{B1,p})X_1},$$

$$R_{1,s} = \frac{r_{B1,s}(1-r_{B1,s}r_{B0,s})+(r_{B0,s}-r_{B1,s})X_1}{1-r_{B1,s}r_{B0,s}+r_{B1,s}(r_{B0,s}-r_{B1,s})X_1},$$

$$r_{B1,p} = \frac{N_1^2 \cos \varphi - N_B \sqrt{N_1^2 - N_B^2 (\sin \varphi)^2}}{N_1^2 \cos \varphi + N_B \sqrt{N_1^2 - N_B^2 (\sin \varphi)^2}},$$

$$r_{B0,p} = \frac{N_0^2 \cos \varphi - N_B \sqrt{N_0^2 - N_B^2 (\sin \varphi)^2}}{N_0^2 \cos \varphi + N_B \sqrt{N_0^2 - N_B^2 (\sin \varphi)^2}},$$

$$r_{B1,s} = \frac{N_B \cos \varphi - \sqrt{N_1^2 - N_B^2 (\sin \varphi)^2}}{N_B \cos \varphi + \sqrt{N_1^2 - N_B^2 (\sin \varphi)^2}},$$

$$r_{B0,s} = \frac{N_B \cos \varphi - \sqrt{N_0^2 - N_B^2 (\sin \varphi)^2}}{N_B \cos \varphi + \sqrt{N_0^2 - N_B^2 (\sin \varphi)^2}},$$

$$r_{B2,p} = \frac{N_2^2 \cos \varphi - N_B \sqrt{N_2^2 - N_B^2 (\sin \varphi)^2}}{N_2^2 \cos \varphi + N_B \sqrt{N_2^2 - N_B^2 (\sin \varphi)^2}},$$

$$r_{B2,s} = \frac{N_B \cos \varphi - \sqrt{N_2^2 - N_B^2 (\sin \varphi)^2}}{N_B \cos \varphi + \sqrt{N_2^2 - N_B^2 (\sin \varphi)^2}},$$

экспоненциальная функция фазовой толщины j -го слоя ($j = 1, 2$) определяется соотношениями

$$X_j = \exp(-2i\delta_j),$$

а сама фазовая толщина i -го слоя – соотношениями вида

$$\delta_j = \frac{2\pi d_j}{\lambda} \sqrt{n_j^2 - (\sin \varphi)^2},$$

λ – длина волны света.

Таким образом, прямая задача эллипсометрии решена. Зная толщины обоих слоев, а также коэффициенты преломления и отражения слоев и подложки, можно вычислить эллипсометрические углы при заданном угле падения монохроматического света известной длины волны.

Данные результаты, полученные на основании интуитивного подхода, предложенного в работе [3], тем не менее, являются точными. Их можно строго вывести из уравнений Максвелла [5].

С точки зрения практического приложения полученных результатов больший интерес представляет решение обратной задачи. В этом случае по измеренным значениям ψ и Δ можно вычислить толщину слоя или его оптические параметры (коэффициенты отражения и преломления). Одновременное определение двух параметров возможно, поскольку уравнение (2) является комплекснозначным и, фактически, содержит два уравнения. Решение обратной задачи даже в случае такой простой геометрии, как указано на рис. 1, настолько громоздко, что его можно осуществить только численными методами.

Зачастую при решении обратной задачи весьма важным является проблема единственности решения. Если число параметров задачи, которые необходимо найти, больше двух, то в таком случае можно получить дополнительно независимые уравнения. Для этого следует измерить ψ и Δ при других длинах волн падающего света. Число

измерений на разных длинах волн должно быть не меньше числа слоев в модели среды. Если же количество экспериментальных данных будет больше, то, исходя из общей теории решения обратных задач, можно сказать, что дополнительную информацию можно будет использовать для получения более точного однозначного решения.

Литература

1. Борн, М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – М.: Наука, 1973. – 720 с.
2. Калитеевский, Н.И. Волновая оптика / Н.И. Калитеевский. – М.: Высшая школа, 1995. – 463 с.
3. Швец, В.А. Эллипсометрия / В.А. Швец, Е.В. Спесивцев. – Новосибирск: Изд. НГУ, 2013. – 87 с.
4. Ржанов, А.В. Основы эллипсометрии / А.В. Ржанов, К.К. Свиташев, А.И. Семенов, В.К. Соколов. – Новосибирск: Наука, 1979. – 422 с.
5. Аззам, Р. Эллипсометрия и поляризованный свет / Р. Аззам, Н. Башара. – М.: Мир, 1981. – 583 с.

УДК 530.182

РАСЧЕТ ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКИ РЕШЕНИЯ ТИПА WOBBLING KINK В ТЕОРИИ ϕ^4

Князев М.А.¹, Точило П.М.¹, Князев Д.М.²

¹Белорусский национальный технический университет

Минск, Республика Беларусь

²ИООО «ЭПАМ СИСТЕМЗ»

Минск, Республика Беларусь

Решение в типа wobbling kink было впервые использовано в скалярных моделях теории поля для построения такого топологически нетривиального решения, которое удовлетворяло бы граничным условиям для обычного кинка, но при этом дополнительно позволяло бы ввести внутреннюю степень свободы [1]. Использование такой степени свободы позволяет расширить круг описываемых свойств модели. Так, например, если использовать кинк в качестве модели доменной стенки [2], то решение типа wobbling kink позволяет описывать не только движение доменной стенки как целого, но и динамику её структуры. Такой подход обусловил значительный интерес к решениям указанного типа в теории ϕ^4 [3-6]. Современное состояние исследований и обзор вопроса приведены в работе [7].

В работе [1] показано, что для уравнения движения теории ϕ^4 вида

$$\frac{1}{2}\phi_{tt} - \frac{1}{2}\phi_{xx} = \phi - \phi^3, \quad (1)$$

где $\phi_t = \partial\phi/\partial t$ и т.п., можно построить решение вида wobbling kink, используя представление

$$\phi(x, t) = \phi_0(x) + \sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon^n \phi_n(x, t), \quad (2)$$

где ε – положительный параметр порядка, $\varepsilon \ll 1$,

$\phi_0(x) = \tanh(x)$ – решение уравнения (1) в виде статического кинка.

Данное представление позволяет получить только асимптотическое выражение для wobbling kink. Это означает, что, начиная с некоторого номера n , гармонические составляющие $\phi_n(x, t)$ соотношения (2) перестают быть равномерно ограниченными по переменным x или t (а возможна ситуация, когда и по обсем) и решение в целом расходится.

С целью упрощения вычислений было принято такое представление, в котором гармоники $\phi_n(x, t)$ по определению всегда являются равномерно ограниченными по временной переменной t . Для этого временная зависимость каждой -ой гармоники описывается с использованием функций синуса или косинуса. При этом частота колебаний устанавливается фиксированной и определяется параметрами модели. Вообще говоря, для нелинейных задач это приближение не является достаточным.

При указанных выше допущениях были получены явные выражения для гармонических составляющих $\phi_1(x, t)$ и $\phi_2(x, t)$ ряда (2). Обе функции оказались равномерно ограниченными по пространственной переменной. Специфической особенностью построения этих выражений было применение, так называемого «треугольного представления» [8]. В рамках такого подхода нет