

при склонности термопластика к деформации луночного типа энергетически наиболее выгодной является гексагональная микроструктура рельефа, которую легко получить, фотографируя объект через три отверстия (рис. 2). Высококачественные спекл-интерферограммы в этом случае наблюдаются в любом из первых порядков дифракции.

Резонансный характер частотно-контрастной характеристики термопластика приводит к немонотонности диффузного гало спекл-интерферограмм. Нетрудно заметить, что это следствие непосредственным образом связано с несжимаемостью деформируемой среды. Действительно, интенсивность диффузного гало в первом приближении пропорциональна среднему квадрату амплитудного спектра деформации, $H(R)$:

$$S = \langle \left| \int H(R) e^{ikR} d^2R \right|^2 \rangle,$$

где k — волновой вектор.

При $|k| \rightarrow 0$ последний интеграл есть вариация объема термопластика при его деформировании, равная, очевидно, нулю.

Качество спекл-интерферограмм слабо зависит от освещенности объекта; достаточно высококачественные спекл-интерферограммы удается наблюдать при изменении освещенности объекта более чем в 30 раз.

Еще одним преимуществом рельефно-фазовых регистрирующих сред является возможность считывания спекл-интерферограмм в отраженном свете. При этом ввиду большей чувствительности метода яркость наблюдаемой интерференционной картины на мелкорельефных спекл-фотографиях обычно выше, чем в проходящем свете. На спекл-фотографии с глубоким рельефом существенно влияет нелинейность процесса считывания. Так, в некоторых случаях интерференционные полосы в отраженном свете вообще не наблюдаются, тогда как в проходящем свете они четко различимы. Интересно, что при считывании как на просвет, так и на отражение не требуется принятия специальных мер по выравниванию термопластической пленки.

Таким образом, полученные результаты наглядно демонстрируют перспективность использования двухслойных фототермопластических носителей с неорганическим фоточувствительным слоем в двухэкспозиционной спекл-фотографии и ее приложениях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аникин В. И. и др. Применение ФТПН с неорганическим фоточувствительным слоем для записи голографических интерферограмм. — В кн.: Труды IV Всесоюз. конф. по голографии. Ереван, 1982, т. 1.
2. Жовтанецкий О. И. и др. Использование паразитной памяти фототермопластиков в голографической интерферометрии. — Автометрия, 1983, № 1.
3. Goodman J. W. Some fundamental properties of speckle. — JOSA, 1976, v. 66, p. 1145.
4. Tiziani H. J. A study of the use of laser speckle to measure small tilts of optically rough surfaces accurately. — Opt. Comm., 1972, v. 5, p. 271.
5. Находкин Н. Г., Кувшинский Н. Г., Почерняев И. М. Управляемые фазовые термопластические среды для регистрации и обработки информации. — В кн.: Способы записи информации на бессеребряных носителях. Киев: Вища школа, 1974, вып. 5.
6. Аникин В. И., Мешкой В. Л. Статистические характеристики характеристики перастриваемой фототермопластической записи. — В кн.: Новые регистрирующие среды для голографии. Л.: Наука, 1983.

Поступило в редакцию
19 октября 1983 г.

УДК 535.51

С. А. АЛЕКСЕЕВ, В. С. РОНДАРЕВ

(Ленинград)

СЛУЧАЙНЫЕ ПОГРЕШНОСТИ В ЭЛЛИПСОМЕТРАХ С ВРАЩАЮЩИМСЯ АНАЛИЗАТОРОМ

Среди различных эллипсометрических приборов большое распространение получили эллипсометры с вращающимся анализатором (ЭВА). Это обусловлено отсутствием необходимости в компенсаторе и удобством данных приборов для автоматизации измерений, особенно в плане расширения спектрального диапазона эллипсометров и создания приборов спектральной эллипсометрии. Достоинствами ЭВА объясняются достаточно тщательные исследования методических вопросов их применения, которые обстоятельно проанализированы в [1]. В меньшей степени приводимые в [1] работы касаются вопроса о случайных погрешностях ЭВА, вызываемых ограничен-

ностью объема данных, используемых для расчета эллипсометрических параметров.

Целью данной работы является анализ случайных погрешностей ЭВА, выполненных по схеме, предложенной Хьюджем и Диллом [2] и использованной, например, в отечественных приборах ряда авторов [3, 4]. В этой схеме значения эллипсометрических параметров находятся с помощью регрессионного анализа выборки, получаемой посредством равномерной дискретизации аналогового сигнала по угловому положению вращающегося анализатора. Данная структура весьма удобна с точки зрения автоматизации, так как не требует выполнения фазовых и угловых измерений для расчета азимута эллипса поляризации.

В идеальном ЭВА эллипсометрические параметры определяются величинами коэффициентов тригонометрического полинома [2, 5], имеющего вид

$$u(t) = a_0 + a_2 \cos 2\Omega t + b_2 \sin 2\Omega t, \quad (1)$$

где Ω — угловая частота вращения анализатора.

Ниже рассматривается влияние аддитивного некоррелированного с аналоговым сигналом гауссова шума на измеряемые значения эллипсометрических параметров. В данном случае выражение (1) имеет вид аппроксимирующего полинома

$$u(t) = \tilde{a}_0 + \tilde{a}_2 \cos 2\Omega t + \tilde{b}_2 \sin 2\Omega t. \quad (2)$$

Здесь \tilde{a}_0 , \tilde{a}_2 и \tilde{b}_2 — эмпирические оценки соответствующих коэффициентов. С учетом ортогональности системы полиномов типа (2), построенной на выборках, получаемых при равномерной дискретизации периода изменения аналогового сигнала на N интервалов, для эмпирических оценок фурье-коэффициентов и их дисперсии справедливы следующие соотношения [6]:

$$\tilde{a}_0 = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} u_k; \quad \tilde{a}_2 = \frac{2}{N} \sum_{k=0}^{N-1} u_k \cos \frac{4\pi}{N} k; \quad (3)$$

$$\tilde{b}_2 = \frac{2}{N} \sum_{k=0}^{N-1} u_k \sin \frac{4\pi}{N} k; \quad \tilde{\sigma}_{a_0}^2 = \frac{\tilde{\sigma}^2}{N}; \quad \tilde{\sigma}_{a_2}^2 = \tilde{\sigma}_{b_2}^2 = \frac{2\tilde{\sigma}^2}{N}, \quad (4)$$

где $\tilde{\sigma}^2$ — эмпирическая дисперсия шума в аналоговом сигнале (измерения u_k предполагаются равноотсчетными). Некоррелированность коэффициентов регрессии (3) позволяет наиболее просто применить соотношения теории приближенного анализа функции случайных величин. Как известно [7], достоверность оценки среднего значения, например, параметра ψ описывается выражением

$$\psi = \Psi(\tilde{a}_0, \tilde{a}_2, \tilde{b}_2) \pm \tilde{\sigma}_\psi t_{1-\varepsilon/2}(f_\psi), \quad (5)$$

где $\tilde{\sigma}_\psi$ — эмпирическая оценка среднеквадратической погрешности параметра ψ ; $t_{1-\varepsilon/2}$ — квантиль распределения Стюдента для уровня значимости ε ; f_ψ — число степеней свободы распределения параметра ψ .

Эмпирическая дисперсия $\tilde{\sigma}_\psi^2$ и величина f_ψ могут быть приближенно оценены по формулам для параметров распределений функции нескольких случайных переменных [7]:

$$\tilde{\sigma}_\psi^2 = \left(\frac{\partial \Psi}{\partial a_0}\right)^2 \tilde{\sigma}_{a_0}^2 + \left(\frac{\partial \Psi}{\partial a_2}\right)^2 \tilde{\sigma}_{a_2}^2 + \left(\frac{\partial \Psi}{\partial b_2}\right)^2 \tilde{\sigma}_{b_2}^2; \quad (6)$$

$$\tilde{f}_\psi = \frac{\tilde{\sigma}_\psi^4}{\left(\frac{\partial \Psi}{\partial a_0}\right)^4 \frac{\tilde{\sigma}_{a_0}^2}{f_{a_0}} + \left(\frac{\partial \Psi}{\partial a_2}\right)^4 \frac{\tilde{\sigma}_{a_2}^2}{f_{a_2}} + \left(\frac{\partial \Psi}{\partial b_2}\right)^4 \frac{\tilde{\sigma}_{b_2}^2}{f_{b_2}}}. \quad (7)$$

Нетрудно показать, что в данном случае выражения (6), (7) с учетом (5) переходят в следующие:

$$\tilde{\sigma}_\psi^2 = \frac{\tilde{\sigma}^2}{N} \left[\left(\frac{\partial \Psi}{\partial a_0}\right)^2 + 2 \left(\frac{\partial \Psi}{\partial a_2}\right)^2 + 2 \left(\frac{\partial \Psi}{\partial b_2}\right)^2 \right]; \quad (8)$$

$$\tilde{f}_\psi = (N-1) \frac{\left[\left(\frac{\partial \Psi}{\partial a_0}\right)^2 + 2 \left(\frac{\partial \Psi}{\partial a_2}\right)^2 + 2 \left(\frac{\partial \Psi}{\partial b_2}\right)^2 \right]^2}{\left(\frac{\partial \Psi}{\partial a_0}\right)^4 + 4 \left(\frac{\partial \Psi}{\partial a_2}\right)^4 + 4 \left(\frac{\partial \Psi}{\partial b_2}\right)^4}. \quad (9)$$

Значения частных производных в (8), (9) могут быть получены в аналитическом виде дифференцированием выражений, связывающих параметры эллипса в собственных или произвольных осях с фурье-коэффициентами и между собой [5].

Расчеты были выполнены с помощью универсальной программы для микроЭВМ «Электроника ДЗ-28», позволяющей производить прямые и обратные расчеты эллипсометрических параметров в собственных (χ , γ) и произвольных (ψ , Δ) осях и нормированных фурье-коэффициентов (a_2/a_0 и b_2/a_0). Кроме того, программа позволяет

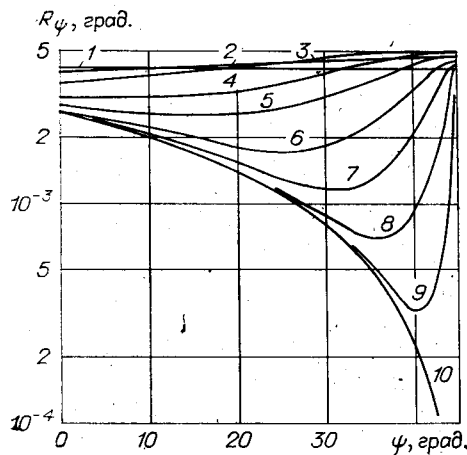


Рис. 1. Зависимость доверительного интервала R_ψ от параметра ψ для значений Δ , град:
 кривая 1 — $\Delta=0$; 2 — 20; 3 — 40; 4 — 60; 5 — 70; 6 — 80; 7 — 85; 8 — 88; 9 — 89,5; 10 — 90;
 $N=180$; $\tilde{q}=100$.

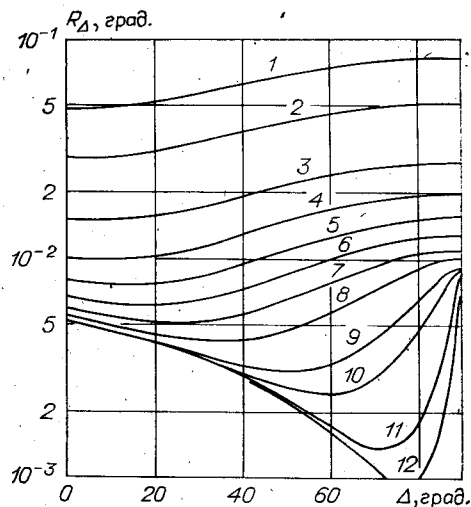


Рис. 2. Зависимость доверительного интервала R_Δ от параметра Δ для значений $\psi = 45 \pm \beta$, град:
 кривая 1 — $\beta=42$; 2 — 40; 3 — 35; 4 — 30; 5 — 25; 6 — 20; 7 — 15; 8 — 10; 9 — 5; 10 — 3; 11 — 1; 12 — 0,5; $N=180$; $\tilde{q}=100$.

найти 95%-ные доверительные интервалы для параметров (χ, γ) и (ψ, Δ) в зависимости от объема выборки и уровня шума в аналоговом сигнале, для характеристики которого использовано эмпирическое отношение сигнал/шум \tilde{q} при условии, что максимальное значение аналогового сигнала во всех точках соответствует верхней границе динамического диапазона прибора.

Ниже представлены результаты расчета доверительных интервалов для эллипсометрических параметров в произвольных осях ψ, Δ . На рис. 1 и 2 показаны зависимости $R_\psi(\psi)$ и $R_\Delta(\Delta)$ для фиксированных значений Δ и ψ соответственно при $N = 180$ измерений и $\tilde{q} = 100$. Значения доверительных интервалов R_ψ и R_Δ для всей $\Delta - \psi$ диаграммы могут быть получены с учетом следующих соображений: при $\Delta < 180^\circ$ зависимости $R_{\psi, \Delta}$ симметричны относительно осей $\psi = 45^\circ$ и $\Delta = 90^\circ$, для области $\Delta = 180^\circ \div 360^\circ$ $R_{\psi, \Delta}(\psi; \Delta) = R_{\psi, \Delta}(\psi; \Delta - 180^\circ)$.

Анализ зависимостей $R_\psi(\psi; \Delta)$ и $R_\Delta(\psi; \Delta)$ (см. рис. 1, 2) позволяет сделать следующие выводы:

- 1) регрессионный анализ выборки сравнительно небольшого объема обеспечивает достаточно малые случайные погрешности измерения эллипсометрических параметров (для кривых рис. 1, 2 единицы — десятки угловых секунд);
- 2) эллипсометрический параметр ψ обладает в среднем заметно меньшим, и, кроме того, ограниченным сверху по величине случайным разбросом. Параметр Δ имеет области резкого возрастания доверительного интервала $R_\Delta(\psi; \Delta)$ (см. рис. 2);
- 3) измерения параметров ψ, Δ в пределах всей $\psi - \Delta$ диаграммы существенно неравнозначны, что отмечалось, например, в работе [1]. Указанное обстоятельство требует гибкого подхода к объему выборки при проведении измерений. Его необходимая величина при заданной случайной погрешности может быть оценена, исходя из данных рисунков, с учетом того, что для других значений N и \tilde{q} при выборках более 20—50 измерений достаточно точно выполняется соотношение

$$R_{\psi, \Delta}(\psi; \Delta) = R_{\psi, \Delta}^0(\psi; \Delta) \sqrt{\frac{N_0}{N} \frac{\tilde{q}_0}{\tilde{q}}}, \quad (10)$$

где величины $R_{\psi, \Delta}^0$, N_0 и \tilde{q}_0 относятся к рассчитанным зависимостям (для данных рис. 1 и 2 $N_0 = 180$, $\tilde{q} = 100$).

В заключение следует отметить, что представленные выше результаты могут быть использованы для анализа предельных возможностей (чувствительности) конкретных ЭВА. Кроме того, они также позволяют оценивать и порядок некалибруемой части систематической погрешности. При использовании этих результатов для анализа характеристик реальных ЭВА необходимо иметь в виду допущения, сделанные выше относительно характера шумового сигнала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Блюмкина Ю. А. Современные проблемы и перспективы развития автоматизации эллипсометрических измерений. — В кн.: Эллипсометрия — метод исследования погрешности. Новосибирск: Наука, 1983, с. 103—116.

2. Hauge P. S., Dill F. H. Design and operation of ETA on automated ellipsometer.— IBM J. Res. Develop., 1973, v. 17, N 6, p. 472—489.
3. Алексеев С. А., Бронштейн И. Г., Прокопенко В. Т., Рондарев В. С. Автоматический эллипсометр с использованием CO₂-лазера.— В кн.: Эллипсометрия — метод исследования поверхности. Новосибирск: Наука, 1983, с. 116—118.
4. Воронцова Е. И., Григорьев В. К., Петровский В. И. Возможности фотометрического метода для автоматизации ИК-эллипсометра.— Там же.
5. Горшков М. М. Эллипсометрия.— М.: Сов. радио, 1974.
6. Румшинский Л. З. Математическая обработка результатов эксперимента.— М.: Наука, 1971.
7. Гришин В. К. Статистические методы анализа и планирования экспериментов.— М.: МГУ, 1975.

Поступило в редакцию
11 февраля 1984 г.

УДК 621.373

А. А. АПОЛОНСКИЙ, Д. В. ЯКОВИН
(Новосибирск)

АКТИВНАЯ СТАБИЛИЗАЦИЯ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ИМПУЛЬСОВ АРГОНОВОГО ЛАЗЕРА С СИНХРОНИЗАЦИЕЙ МОД

Известно, что длительность импульсов света лазера с синхронизацией мод (ЛСМ) сильно зависит от параметров синхронизатора лазера, стабильности частоты генератора, питающего синхронизатор, и стабильности длины резонатора лазера. Стабильность работы синхронизатора лазера достигается при помощи пассивной или активной системы термостатирования. Частоту генератора стабилизируют кварцевыми резонаторами, что не всегда удобно для работы, так как исчезает возможность широкой перестройки самой частоты. Стабильность длины резонатора обеспечивается только пассивным термостатированием, что требует больших времен (порядка нескольких часов) выхода на нормальный режим работы.

В данной работе сообщается об активном методе стабилизации длительности импульсов света от аргонового ЛСМ, описанного в [1]. Этот метод впервые был предложен в [2] для лазера на красителе с синхронной накачкой. Он позволяет компенсировать линейные уходы резонатора лазера и неустойчивости частоты генератора, питающего синхронизатор.

Если в качестве датчика длительности импульсов света использовать нелинейный кристалл, преобразующий излучение ЛСМ во вторую гармонику (ВГ), то интенсивность излучения $I_{ВГ}$ связана с параметрами основного излучения соотношением [2]

$$I_{ВГ} \sim I^2/\tau, \quad (1)$$

где I и τ — средняя интенсивность и длительность импульса падающего излучения соответственно. Таким образом, максимуму интенсивности ВГ при заданном значении I соответствуют минимальные по длительности импульсы света ЛСМ.

Описываемая система стабилизации длительности импульсов представляет собой экстремальную систему регулирования, подстраивающую частоту генератора, питающего синхронизатор, под межмодовую частоту резонатора лазера. Частота генератора испытывает девиацию из-за пробного сигнала и вызывает модуляцию длительности импульсов и, следовательно, интенсивности излучения ВГ.

На рис. 1 показана экспериментальная зависимость интенсивности излучения ВГ от взаимной расстройки между частотой генератора, питающего синхронизатор, и межмодовой частотой резонатора лазера. Вблизи максимума кривую можно экстраполировать следующим выражением:

$$I_{ВГ} \sim I^2/\tau = I^2/\{\tau_0[1 + ((\Delta f_p + \Delta f_d \sin(2\pi ft))/\Delta f_0)^2]\}, \quad (2)$$

где τ_0 — минимальная длительность импульса света от ЛСМ; Δf_p — расстройка частоты генератора от частоты, соответствующей максимуму излучения ВГ; Δf_d — девиация частоты генератора, вызываемая пробным сигналом с частотой f ; Δf_0 — полуширина кривой на рис. 1. Разлагая выражение (2) в ряд по гармоникам частоты f для члена, соответствующего первой гармонике, получим

$$I_{ВГ}^{(1)}(f) \sim \frac{I^2 2\Delta f_p \Delta f_d}{\tau_0 (\Delta f_0)^2} \sin(2\pi ft). \quad (3)$$

Равенство нулю величины $I_{ВГ}^{(1)}(f)$ будет означать, что частота генератора установлена на центр кривой и импульсы света ЛСМ имеют минимальную длительность.

Блок-схема системы стабилизации приведена на рис. 2. Излучение аргонового лазера I на $\lambda = 488$ нм представляет собой последовательность импульсов света, дли-