

07

© 1992

УСОВЕРШЕНСТВОВАННАЯ СХЕМА ОПТИЧЕСКОГО ГЕТЕРОДИННОГО ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО МИКРОСКОПА

Е.М. Золотов, В.М. Пелехатый,
К.К. Свидзинский, Р.Ф. Тагиев

Оптическая микроскопия пополнилась в последнее время новыми высокочувствительными методами с использованием гетеродинной интерферометрии [1-3]. Гетеродинная техника измерений позволяет на промежуточной частоте по разности фаз определять как микро-рельеф поверхности, так и неоднородности показателя преломления прозрачных материалов.

Настоящая работа посвящена исследованию оптического гетеродинного интерференционного микроскопа (ОГИМ) с целью снижения влияния наиболее существенных источников флуктуаций. За основу была взята одна из перспективных схем, в которой расщепление зондирующего пучка и частотная модуляция осуществлялась в результате брегговской дифракции на двух бегущих акустических волнах с близкими частотами. Достоинством такой схемы является то обстоятельство, что оба пучка практически проходят по одному и тому же пути, в результате чего существенно снижается восприимчивость к вибрациям и температурным уходом. Однако повышению чувствительности микроскопа препятствует нестабильность оптических и электрических компонент. Усовершенствование нами двухчастотной схемы позволило практически уменьшить влияние наиболее существенных источников флуктуаций - лазера и генераторов, а также повысить по отношению к шумам выходной сигнал.

Рассмотрим эту схему (рис. 1). Луч $He-Ne$ лазера ($\lambda = 0.63$ мкм), проходя через акустическую ячейку (на основе $PbMoO_4$) возбуждаемую на 2-х частотах: $f_1 = f - \Delta f/2$, $f_2 = f + \Delta f/2$ (где $f = 160$ МГц, $\Delta f = 1-3$ МГц) расщепляется на два пучка. Пучки, отличающиеся по частоте на $\Delta f = f_2 - f_1$, расходятся под углом $\Delta \alpha \approx \frac{\Delta f \lambda}{v}$. Здесь λ - длина волны света, v - скорость звука. Оба

пучка фокусируются на поверхность исследуемого образца в два пятна (с гауссовым распределением $\sim \exp(-\frac{x^2}{\omega^2})$), разнесенные на

расстояние $d \sim \Delta f$. Отразившись от поверхности объекта, пучки приобретают разность фаз $\Delta \varphi$ и направляются поляризационным делителем через апертурную шелевую диафрагму на фотоприемник. Шелевая диафрагма была введена для оптимизации процесса фотодетектирования с целью увеличения амплитуды выходного сигнала по следующим соображениям.

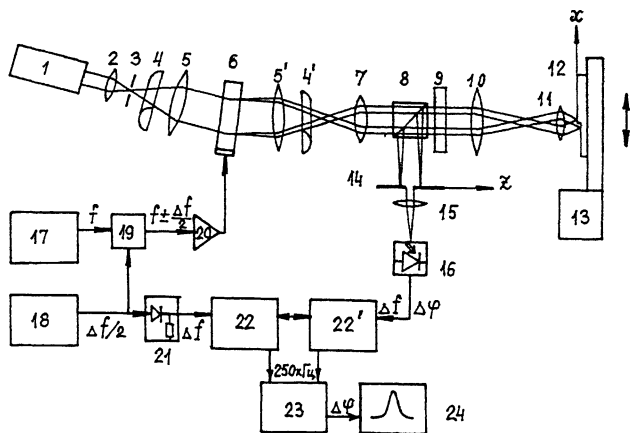


Рис. 1. Схема оптического гетеродинного интерференционного микроскопа.

1 - He - Ne - лазер; 2, 5, 5', 7, 10, 15 - сферические линзы; 3 - пространственный фильтр; 4, 4' - цилиндрические линзы; 6 - акусто-оптический дефлектор; 8 - призма Глана; 9 - четвертьволновая пластина; 11 - микрообъектив; 12 - образец; 13 - сканирующий микропривод; 14 - щелевая диафрагма; 16 - фотоприемник; 17 - ВЧ-генератор; 18 - НЧ-генератор; 19 - балансовый смеситель; 20 - усилитель мощности; 21 - удвоитель частоты; 22, 22' - селективные микровольтметры; 23 - фазометр; 24 - самописец.

На апертуре фотоприемника (рис. 1) интерферирующие пучки формируют бегущую вдоль оси z интерференционную картину:

$$I(z, t) = \frac{I_0}{2} \exp(-2z^2/W^2) \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda} + 2\pi \Delta f t + \Delta\varphi\right) \right], \quad (1)$$

где $\Lambda = v/\Delta f M$ - период интерференционной картины, M - угловое увеличение телескопической системы линз, $W = \frac{\Lambda d}{\pi w}$ - радиус интерферирующего пучка. Содержащая информацию о фазе переменная мощность, попадающая на фотоприемник через щель шириной D , выражается интегралом:

$$P_D(t) = \frac{I_0}{2} \int_{z_0 - D/2}^{z_0 + D/2} \exp(-2z^2/W^2) \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda} + 2\pi \Delta f t + \Delta\varphi\right) dz \quad (2)$$

(здесь z_0 – координата центра щели), который для случая достаточно узкой щели ($D < W$) сводится к виду:

$$P_D(t) \approx I_0 \frac{\Lambda}{2\pi} \exp(-2z_0^2/W^2) \sin\left(\frac{\pi D}{\Lambda}\right) \cos\left(\frac{2\pi z_0}{\Lambda} + 2\pi \Delta f t + \Delta\varphi\right). \quad (3)$$

Из анализа выражения (3) следует, что максимальная амплитуда сигнала на фотоприемнике будет получена при условии $z_0 = 0$ и $D = \Lambda/2$, т. е. когда щель шириной в интерференционную полосу будет совмещена с осью пучка.

В отсутствие щели переменная интенсивность света на фотоприемнике выражается как

$$P_\infty(t) = I_0 \sqrt{\frac{\pi}{8}} W \exp\left(-\frac{d^2}{2w^2}\right) \cos(2\pi \Delta f t + \Delta\varphi). \quad (4)$$

Нетрудно видеть, что с введением щелевой апертурной диафрагмы амплитуда переменного сигнала (при $D < W$) увеличивается в

$\frac{1}{N} \sqrt{\frac{32}{\pi^2}} \exp\left(\frac{\pi^2 N^2}{32}\right)$ раз, где $N = \frac{2W}{D} = \frac{4W}{\Lambda} = \frac{4d}{\pi w}$ – число интерференционных полос на диаметре падающего на фотоприемник пучка (при $N = 3$ амплитуда переменного сигнала возрастает на порядок).

Таким образом, чем лучше разрешение фокальных пятен на объекте (т. е., чем больше d/w), тем больше N , и тем значительнее выигрыш в амплитуде переменного сигнала, который, в свою очередь способствует снижению влияния шумов и наводок на точность измерения $\Delta\varphi$.

Свет, собираемый линзой на фотоприемник, вызывает соответствующие (3) гармонические биения фототока (на разностной частоте Δf), содержащие объективную разность фаз $\Delta\varphi$. Сигнал с фотодетектора подается на вход одного из 2-х синхронизированных селективных вольтметров, на другой подается опорный сигнал $U_{оп} = U_0 \cos 2\pi \Delta f t$ с НЧ-генератора. Использование НЧ-генератора для получения опорного сигнала позволяет исключить влияние на него нестабильности лазера и ВЧ-генератора. Объективный и опорный сигналы на промежуточной частоте подаются на вход фазометра для измерения разности фаз $\Delta\varphi$.

Флуктуация частот лазера и генератора могут исказить объективный сигнал в процессе его фотодетектирования через фазовую добавку $\varphi_0 = 2\pi z_0/\Lambda = 2\pi z_0 \Delta f M/v$. Флуктуация фазы $\delta\varphi_0 = 4\pi z_0 M \delta f$, обусловленная флуктуацией частоты НЧ-генератора δf , будет тем меньше, чем точнее щель установлена на оси пучка света. В частности, при нестабильности НЧ-генератора $\delta f \sim 10^3$ Гц, для того, чтобы флуктуация фазы $\delta\varphi$ не превышала 0.1°, центр щелевой диафрагмы должен отстоять не дальше 0.3 мм от оси пучка ($|z_0| \leq 0.3$ мм).

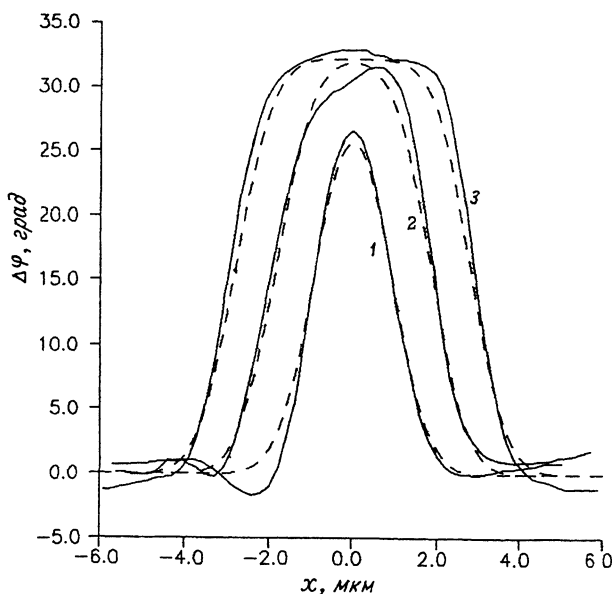


Рис. 2. Фазовый профиль ступеньки на поверхности кремния ($\lambda = 280 \text{ \AA}$, $\omega = 1.0 \text{ мкм}$) при различных разностных частотах: 1 - $\Delta f = 1 \text{ МГц}$ ($d = 2.0 \text{ мкм}$); 2 - $\Delta f = 2 \text{ МГц}$ ($d = 3.8 \text{ мкм}$); 3 - $\Delta f = 3 \text{ МГц}$ ($d = 5.8 \text{ мкм}$). Пунктиром выполнены расчетные кривые.

Флуктуации частот лазера и ВЧ-генератора дают суммарный вклад в нестабильность фазы φ_0 через флуктуации (дрожание) углов световых пучков, в результате которых последние смещаются относительно диафрагмы, что приводит к изменению z_0 на величину $\delta z_0 = 2L\delta\alpha$, где L - длина оптического пути от акустической ячейки до диафрагмы, $2\delta\alpha$ - флуктуация угла. При $L \approx 2 \text{ м}$ отклонение фазы $\delta\varphi_0 \approx 2\pi\delta z_0/\lambda$ может достигать $1 - 2^\circ$. Вышеуказанного смещения интерференционной картины можно избежать, если на плоскости диафрагмы будет сформировано действительное изображение акустической ячейки. В результате такого решения мы смогли уменьшить флуктуацию измеряемой фазы (вызываемую нестабильностью частоты ВЧ-генератора) $\approx 1^\circ$ до величины, не превышающей разрешение фазометра $\approx 0.1^\circ$, что соответствует среднее по фокальному пятну точности измерения рельефа поверхности лучше 1 \AA .

Точность измерения рельефа по глубине связана с пространственным разрешением микроскопа. Зависимость $\Delta\varphi(x)$ при трех различных значениях разностной частоты Δf мы определили при сканировании ступеньки высотой $\approx 280 \text{ \AA}$ на поверхности кремниевой пластины. Результаты эксперимента, представленные на рис. 2, показы-

вают, что при сближении зондирующих пятен до $d \approx 2$ мкм кривая сканирования $\Delta\varphi(x)$ сжимается и практически совпадает с гауссовым распределением зондирующего пучка с $\omega \approx 1$ мкм, что соответствует достигнутому нами пространственному разрешению ≈ 1 мкм.

Зависимость $\Delta\varphi(x)$ для тех же трех значений Δf были рассчитаны нами с помощью выражения [4]:

$$\Delta\varphi(x) = \frac{2\pi h}{\lambda} \left[\operatorname{erf}\left(\frac{x+d/r}{\omega}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{x-d/2}{\omega}\right) \right]. \quad (5)$$

Результаты, представленные на рис. 2, свидетельствуют о хорошем совпадении расчетов с экспериментом. Таким образом, при достаточном сближении зондирующих пучков предельное разрешение в плоскости объекта определяется размером фокального пятна ω , что в нашем случае соответствует ≈ 1 мкм. При этом максимальное значение $\Delta\varphi(x)$ не более чем в 2 раза уменьшается по сравнению со значением высоты ступеньки $\Delta\varphi \approx \frac{4\pi h}{\lambda}$, что соответственно снижает чувствительность микроскопа по глубине.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] See C.W., V a e z I r a v a n i M., W i c k - r a m a s i n g h e H.K. // Appl. Opt. 1986. V. 24. N 15. P. 2373-2379.
- [2] C h u n g H., W a l p i t a L.M., C h a n g W.S.G. // Appl. Opt. 1986. V. 25. N 18. P. 3014-3017.
- [3] Б о ж е в о л ь н ы й С.И., З о л о т о в Е.М., П о с т - н и к о в А.В., Р а д ь к о П.С. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 12. С. 1-5.
- [4] Б о ж е в о л ь н ы й С.И., З о л о т о в Е.М., Р а д ь - к о П.С. // ЖТФ. 1991. Т. 61. В. № 2. С. 109-116.

Поступило в Редакцию
20 сентября 1991 г.