

УДК 621.375

Г.Н. ДОЛЯ, В.Л. ЖИВЧУК, М.В. ТРИКОЗ

Харьковский военный университет, Украина

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОСОБЕННОСТЕЙ РАБОТЫ ДВУЛУЧЕВОГО ЛАЗЕРНОГО ВИБРОМЕТРА В РЕЖИМЕ ИЗМЕРЕНИЙ БОЛЬШИХ АМПЛИТУД КОЛЕБАНИЙ

В работе приводятся результаты экспериментальных исследований основных особенностей работы двухлучевого лазерного виброметра, основанного на принципе прямого фотодетектирования, с применением специальных световозвращающих покрытий. Приведены результаты экспериментально зафиксированной и потенциально возможной точности измерения параметров колебаний.

лазерная виброметрия, двухлучевое зондирование, вибродиагностика, экспериментальные исследования

1. Постановка задачи и анализ литературы

Лазерные виброизмерители находят применение во многих технических отраслях и имеют ряд известных преимуществ по сравнению с классическими контактными виброметрами. Одно из направлений лазерной виброметрии – метод прямого фотодетектирования, основанный на измерении угловых колебаний отраженного излучения. Наиболее просто он реализуется для зеркально отражающих поверхностей. Если поверхность исследуемого объекта шероховатая, то указанный метод также применим [1], но существенно ограничен по дальности вследствие ненаправленного отражения излучения. Особый интерес для исследования представляет использование специальных световозвращающих покрытий (СВП): тонкой пленки или краски, содержащей микроскопические стеклянные шарики или призмы. Нанесение СВП на исследуемую поверхность позволяет увеличить дальность до десятков, и даже сотен метров [2, 3]. Однако при этом лазерный виброметр имеет относительно небольшой диапазон измерений, расположенный в области слабых колебаний. Вопрос расширения диапазона измерений для указанного метода остается актуальным. В работе [4] рассмотрена задача повышения чувствительности измерителя за счет применения зонди-

рующего сигнала со сложной пространственной структурой, а в этой работе исследована работа лазерного виброметра в режиме измерения больших амплитуд колебаний.

Цель данной статьи – экспериментальное исследование основных закономерностей процесса виброизмерения для двухлучевого виброметра прямого фотодетектирования, оценка точности измерений и анализ путей ее повышения.

2. Схема экспериментального макета

Для измерения параметров колебаний в режиме больших амплитуд была собрана лабораторная установка по схеме, представленной на рис. 1. Схема работает следующим образом. Излучение He-Ne лазера ($\lambda = 0,63$ мкм) проходит коллиматор 1 и через вспомогательное зеркало 2 попадает в двухлучевой интерферометр, выполненный на элементах 3, 4, 5. Зеркало 5 юстировочными винтами может наклоняться по двум осям. При этом формируется определенное угловое смещение между двумя лучами, которые, отражаясь от зеркала 6, падают на СВП, наклеенное на деревянной линейке 7. Один край линейки жестко закреплен на рейтере, а второй – свободен. Удар по незакрепленному краю линейки вызывает собственные угловые колебания, которые постепенно затухают в течение несколько секунд.

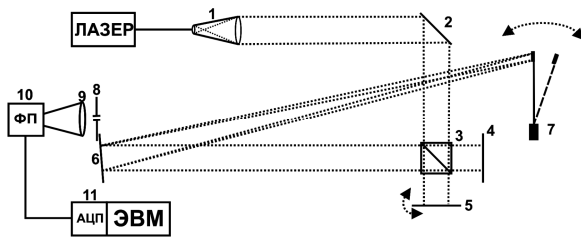


Рис. 1. Схема двулучевого лазерного виброметра:

1 – коллиматор; 2, 4, 5, 6 – зеркала; 3 – светоделительный кубик; 7 – линейка с СВП; 8 – щелевая диафрагма; 9 – объектив; 10 – фотоприемник; 11 – АЦП звуковой платы

Фокусное расстояние коллиматора подбиралось так, чтобы лучи оказались максимально сфокусированными на СВП. В этом случае в плоскости фотоприемника (ФП) формируется дифракционная картина, типичный вид которой, полученный путем

фоторегистрации, представлен в негативе на рис. 2.

В дифракционной картине наблюдаются две составляющие: детерминированная (малый период) и случайная паразитная (крупные пятна). При расстоянии $R = 10$ м от СВП до ФП и смещении между фокальными пятнами $x_{см} = 6$ мм пространственный период детерминированной компоненты в плоскости ФП составлял $L_{д.с.} = 1$ мм. Он вычисляется путем подсчета количества полос, укладываемых вдоль отрезка длиной 3 см. Эти результаты хорошо согласуются с известной теоретической формулой

$$L = \frac{\lambda}{x_{см}} R. \text{ Вычисление по ней дает } L_{д.с.} = 1,05 \text{ мм.}$$

Случайная составляющая формировалась со средним пространственным периодом порядка 1 см.

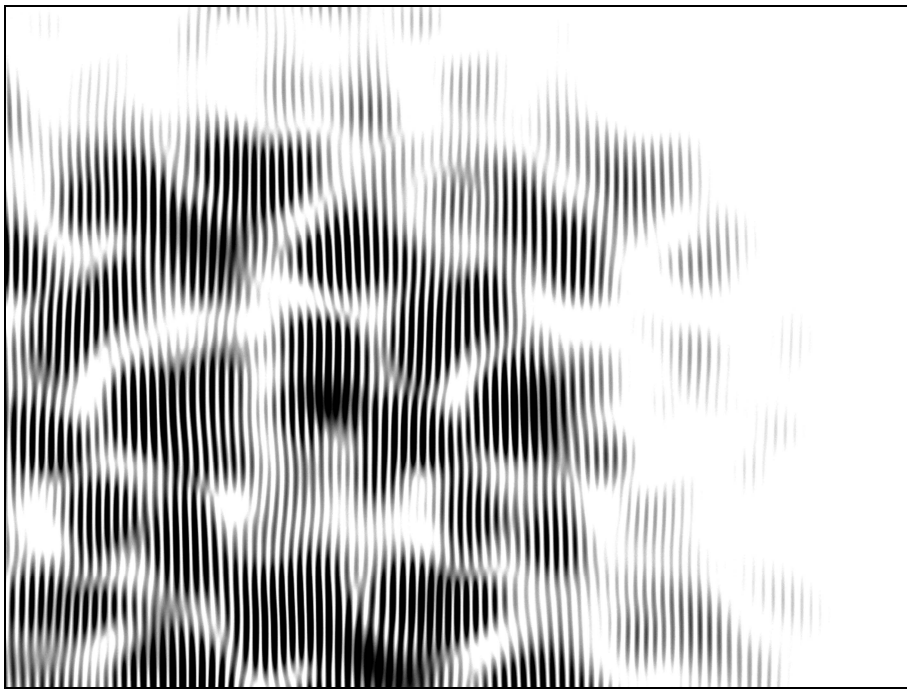


Рис. 2. Дифракционная картина при максимально точной фокусировке

3. Методика экспериментальных исследований

Удар по краю линейки вызывал ее собственные колебания и, соответственно, угловое перемещение отраженного излучения. При этом через узкую щелевую диафрагму, расположенную параллельно полосам, за один период колебаний линейки пробега-

ют десятки, и даже сотни полос. Излучение, проходя диафрагму, фокусировалось на чувствительную площадку ФП (ФЭУ-28), сигнал которого оцифровывался (44100 Гц) через линейный вход звуковой карты и записывался звуковым редактором Cool Edit 2000 как файл WAV-формата.

В частоте $F(t)$, с которой полосы пробегают через приемную апертуру, заключена информация о

модуле скорости $|V(t)|$ их линейного (и углового $|\gamma(t)|$) движения: $F(t) = \frac{|V(t)|}{L_{д.с.}}$. Для вычисления $F(t)$ программно рассчитывался период следования локальных максимумов сигнала ФП $U(t)$. Для ослабления влияния аддитивного шума сигнал ФП $U(t)$ сглаживался путем осреднения небольшим плавающим окном шириной 5 точек.

Для оценки влияния случайной составляющей на точность измерений сигнал $U(t)$ регистрировался для трех ситуаций, в каждой из которых $L_{д.с.} = 1$ мм ($x_{см} = 6$ мм).

1. Лазерное излучение максимально сфокусировано (рис. 2). Размер фокального пятна $d_{\text{фок.п.}} \approx 1$ мм. Средний период случайной составляющей $L_{с.с.} \approx 1$ см, $\frac{L_{с.с.}}{L_{д.с.}} = 10$.

2. При незначительной дефокусировке ($d_{\text{фок.п.}} \approx 2$ мм) наблюдается уменьшение периода случайной составляющей до величины $L_{с.с.} = 0,5$ см, $\frac{L_{с.с.}}{L_{д.с.}} = 5$.

Фотография, соответствующая этому случаю, представлена на рис. 3.

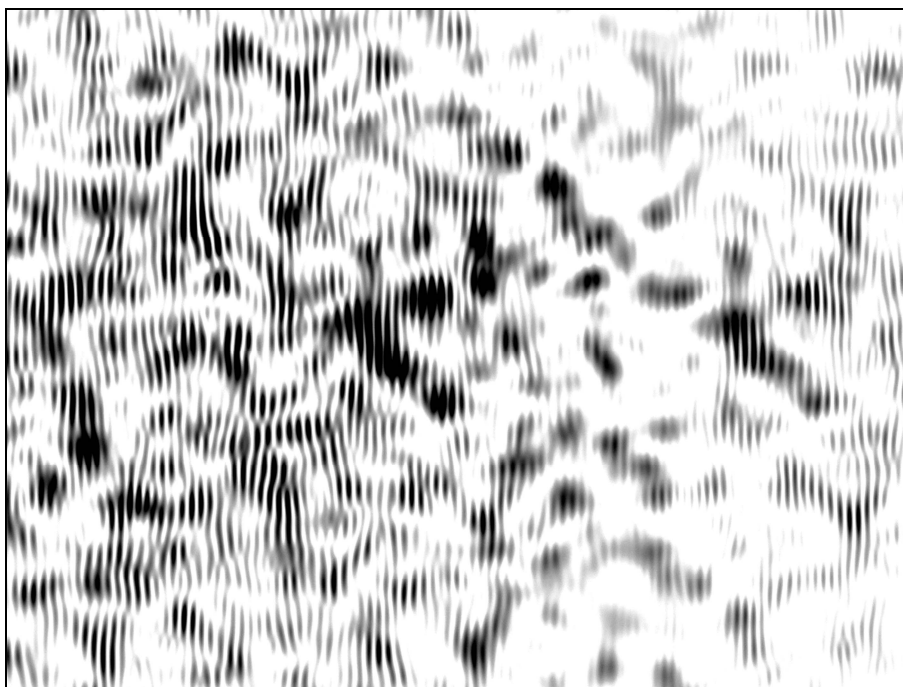


Рис. 3. Дифракционная картина при незначительной дефокусировке

3. При более значительной дефокусировке ($d_{\text{фок.п.}} \approx 4$ мм) период $L_{с.с.}$ равен 0,25 см, $\frac{L_{с.с.}}{L_{д.с.}} = 2,5$.

Фрагменты реализаций $U(t)$, зарегистрированные для указанных трех случаев, показаны на рис. 4, а – в. На рис. 5 представлен программно рассчитанный сигнал $F(t)$, показывающий, какая частота F доминирует в момент времени t . Этот сигнал соответствует модулю (так как частота $F(t)$ не может быть отрицательной) линейной скорости движения полос

$|V(t)| = L_{д.с.} F(t)$ относительно неподвижной диафрагмы или скорости углового движения отраженного излучения $|\gamma(t)| = \frac{1}{R} |V(t)| = \frac{L_{д.с.}}{R} F(t)$.

Как видно из рис. 4, за временной интервал 0,2 с в сигнале $F(t)$ наблюдается 8 полупериодов колебаний, что соответствует собственной частоте линейки $F_{к.л.} = 20$ Гц. При $L_{д.с.} = 1$ мм частота $F = 3500$ Гц (рис. 5, а) соответствует амплитуде скорости $V_0 = 3,5$ м/с и $\gamma_0 = 0,35$ рад/с. Для гармонических ко-

лебаний (линейки) из скорости $\gamma_0 = 2\pi F_{\text{к.л.}} \alpha_0$ можно оценить амплитуду угловых отклонений

$$\alpha_0 = \frac{1}{2\pi F_{\text{к.л.}}} \gamma_0. \text{ При } \gamma_0 = 0,35 \text{ рад/с и } F_{\text{к.л.}} = 20 \text{ Гц}$$

$$\alpha_0 = 2,79 \cdot 10^{-3} \text{ рад (9,6')}.$$

Оценить амплитуду α_0 можно не только через γ_0 , но и путем подсчета количества $N_{\text{п}}$ интерференционных полос, пробегающих за один период $T_{\text{к.л.}}$ колебаний линейки. Величина $N_{\text{п}}$ определяется ко-

личеством локальных максимумов сигнала $U(t)$ в течение $T_{\text{к.л.}}$.

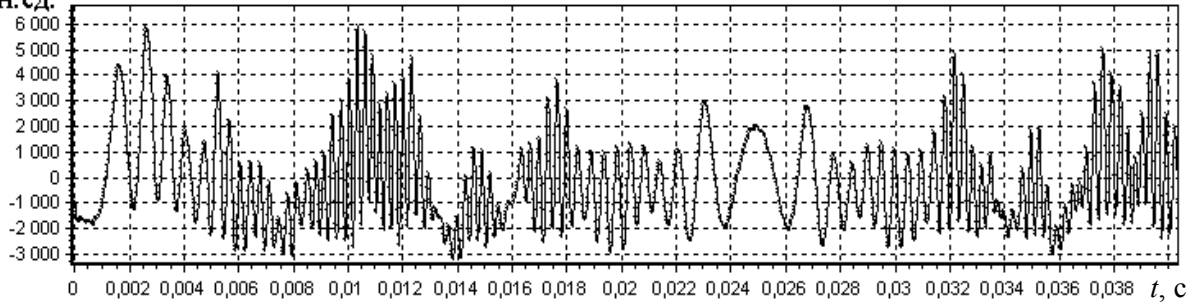
Как видно из рис. 4, а, за полупериод $0,5T_{\text{к.л.}}$ в сигнале $U(t)$ наблюдается 55 локальных максимумов, что соответствует $\frac{X_0}{L_{\text{д.с.}}} = 27,5$ (с точностью до

$0,5L_{\text{д.с.}}$), где X_0 – амплитуда линейного смещения

полос. Тогда $\alpha_0 = \frac{X_0}{R} = 2,75 \cdot 10^{-3}$ рад.

$U(t)$,

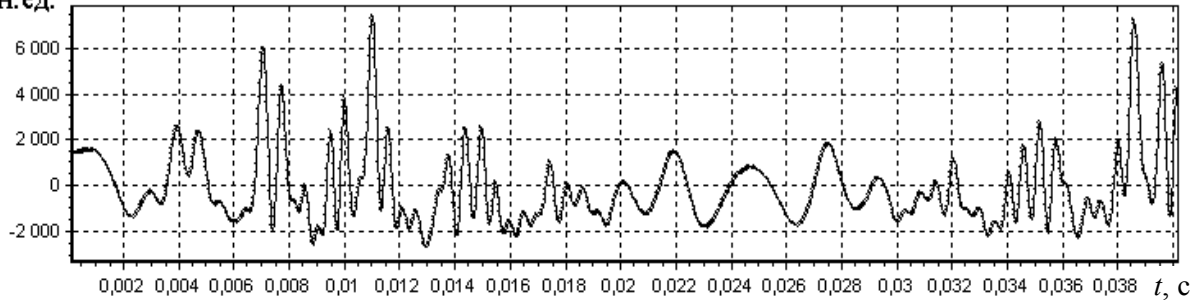
отн. ед.



а

$U(t)$,

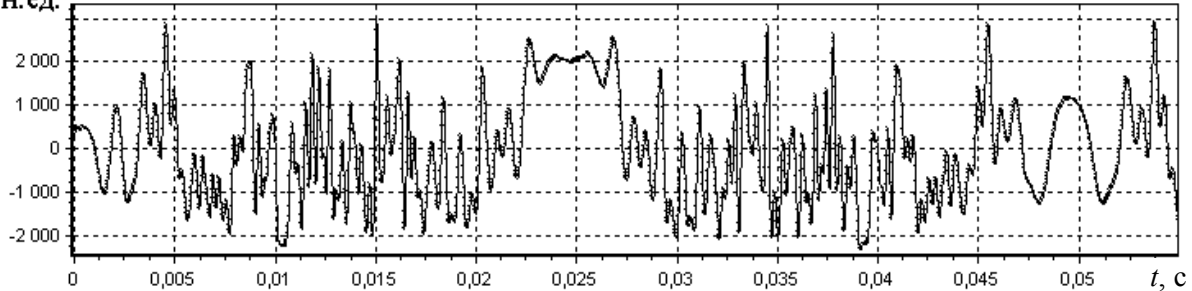
отн. ед.



б

$U(t)$,

отн. ед.



в

Рис. 4. Сигнал ФП при различной величине $L_{\text{с.с.}}$:

а – максимально точная фокусировка – $d_{\text{фок.п.}} \approx 1$ мм, $L_{\text{с.с.}} \approx 1$ см;

б – неточная фокусировка – $d_{\text{фок.п.}} \approx 2$ мм, $L_{\text{с.с.}} \approx 0,5$ см;

в – значительная дефокусировка – $d_{\text{фок.п.}} \approx 4$ мм, $L_{\text{с.с.}} \approx 0,25$ см

Степень влияния паразитной мультипликативной составляющей при разных величинах $L_{\text{с.с.}}$ на сигнал

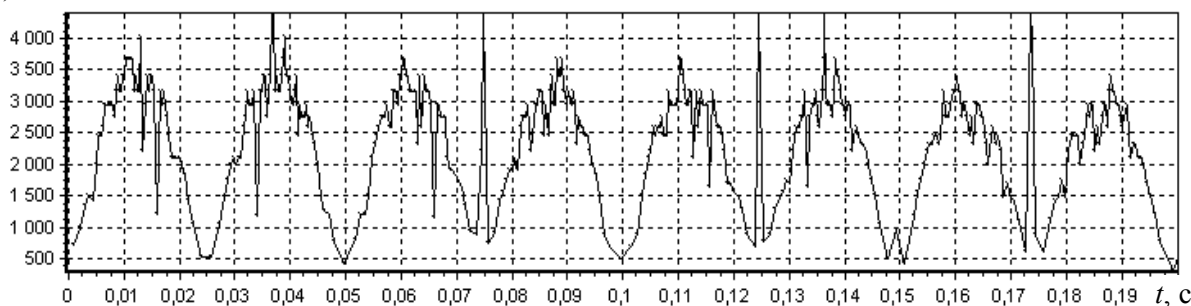
$U(t)$ и $F(t)$ видна из рис. 4, 5. К полезному сигналу $F(t)$, который формируется детерминированной со-

ставляющей, добавляется случайная частота. Наибольшее ее влияние наблюдается тогда, когда пространственные частоты $d_{с.с.}$ и $d_{д.с.}$ близки.

Таким образом, для уменьшения влияния паразитной составляющей необходимо формировать дифракционную картину с максимальным соотношением $\frac{d_{д.с.}}{d_{с.с.}}$. В идеале $d_{с.с.} = 0$, т.е. присутствует только детерминированная компонента, однако это возможно лишь при отражении от зеркальной поверхности, а не от СВП.

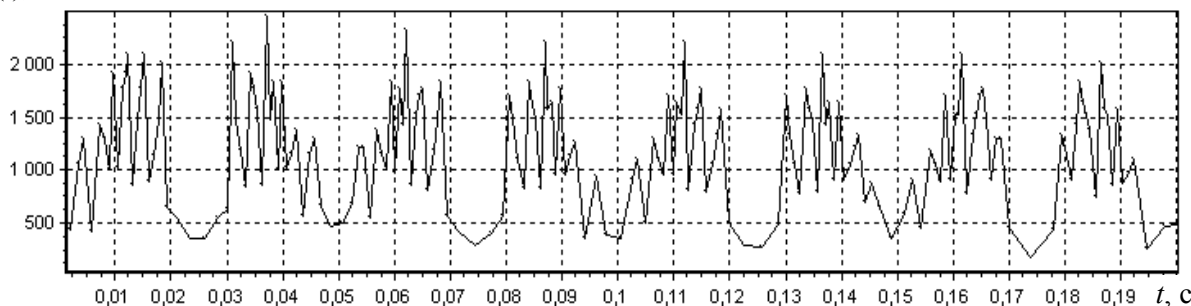
Появление паразитной компоненты в распределении интенсивности имеет следующую физическую трактовку. При зеркальном отражении двух сфокусированных лучей (точечных источников) в плоскости ФП формируется синусоидальное распределение интенсивности с одной пространственной частотой $d = \frac{x_{см}}{\lambda R}$. Такая же картина сформировалась бы (теоретически) и при отражении от СВП, если бы два луча могли быть сфокусированы в две точки бесконечно малых размеров.

$F(t)$, Гц



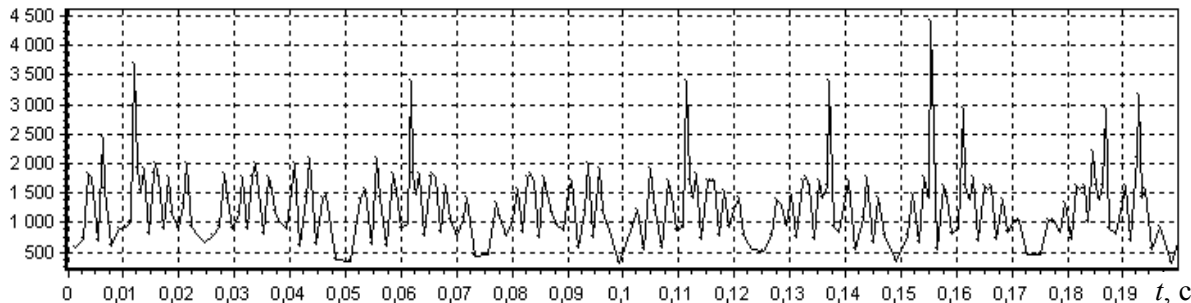
а

$F(t)$, Гц



б

$F(t)$, Гц



в

Рис. 5. Сигнал $F(t)$ при различной величине $L_{с.с.}$:
 а – максимально точная фокусировка – $d_{фок.п.} \approx 1$ мм, $L_{с.с.} \approx 1$ см;
 б – неточная фокусировка – $d_{фок.п.} \approx 2$ мм, $L_{с.с.} \approx 0,5$ см;
 в – значительная дефокусировка – $d_{фок.п.} \approx 4$ мм, $L_{с.с.} \approx 0,25$ см

Но фокальное пятно при расстояниях $R = 5 \div 10$ м и размере излучающей апертуры $4 \div 5$ см составляет порядок $d_{\text{фок.п.}} = 0,2 \div 1$ мм, а размер отражающих ячеек СВП (стеклянных призм или шариков) – $50 \div 100$ мкм. В этом случае в пределах фокального пятна укладываются десятки и даже сотни отражающих ячеек (точечных источников), а дифракционная картина в плоскости ФП (рис. 2, 3) – результат интерференции не двух, а множества пар точечных источников с различным смещением между ними в диапазоне $[x_{\text{см}} - d_{\text{фок.п.}}, x_{\text{см}} + d_{\text{фок.п.}}]$. При этом формируется не одна пространственная частота $d = \frac{x_{\text{см}}}{\lambda R}$, а диапазон от $d_1 = \frac{x_{\text{см}} - d_{\text{фок.п.}}}{\lambda R}$ до $d_2 = \frac{x_{\text{см}} + d_{\text{фок.п.}}}{\lambda R}$, что и проявляется в виде крупных пятен, промодулированных малым периодом.

Таким образом, для обеспечения $d_{\text{д.с.}} \gg d_{\text{с.с.}}$ необходимо обеспечить максимально точную фокусировку и максимальное (по возможности) смещение между фокальными пятнами лучей. Последнее требование ограничивается сложностью соблюдения параллельности интерференционных полос и узкой щелевой диафрагмы при малом периоде $L_{\text{д.с.}}$.

Для сигнала $F(t)$ (рис. 5, а) оценка точности может производиться путем вычисления глубины модуляции паразитной составляющей. При соотношении $\frac{d_{\text{д.с.}}}{d_{\text{с.с.}}} = 10$ она составляет около 20%, а при увеличении ее значения до 40 ожидаемая ошибка составляет около 5%. Это может быть получено путем уменьшения $d_{\text{фок.п.}}$ с 1 до 0,5 мм (за счет увеличения диаметра излучающей апертуры) и уменьшения $d_{\text{д.с.}}$ до 0,5 мм.

Заключение

Проведенный анализ позволяет сделать следующие выводы:

1. Использование двулучевого сигнала позволяет

измерять скорость угловых колебаний исследуемой поверхности путем регистрации частоты, с которой интерференционные полосы пробегают через неподвижную приемную апертуру.

2. Наибольшая точность измерения достигается при максимально точной фокусировке и при максимизации пространственной частоты детерминированной составляющей дифракционной картины.

Литература

1. Пресняков Ю.П., Щепинов В.П. Использование спекл-эффекта для анализа колебаний шероховатой поверхности // Журнал технической физики. – 1997. – Т. 67, № 8. – С. 71 – 74.
2. Лазерный дистанционный контроль колебаний поверхности объектов со световозвращающими покрытиями / Г.Н. Доля, В.Л. Петров, С.Н. Якименко, А.А. Белокуров, А.В. Кочин // Збірник наукових праць ХВУ. – Х.: ХВУ. – 2001. – Вип. 7 (37). – С. 84 – 89.
3. Определение параметров вибраций объектов со светоотражающими покрытиями методом прямого фотодетектирования / Г.Н. Доля, С.Н. Якименко, А.В. Кочин, В.Л. Живчук // Збірник наукових праць ХВУ. – Х.: ХВУ. – 2002. – Вип. 1 (39). – С. 110 – 113.
4. Доля Г.Н., Живчук В.Л., Лопаченко В.В. Анализ параметров лазерного гомодинного виброметра со сложным зондирующим сигналом по результатам математического моделирования // Збірник наукових праць ХВУ. – Х.: ХВУ. – 2002. – Вип. 3 (41). – С. 129 – 131.

Поступила в редакцию 02.08.2004

Рецензент: д-р техн. наук, проф. С.Н. Шостко, Объединенный научно-исследовательский институт Вооруженных Сил, Харьков.