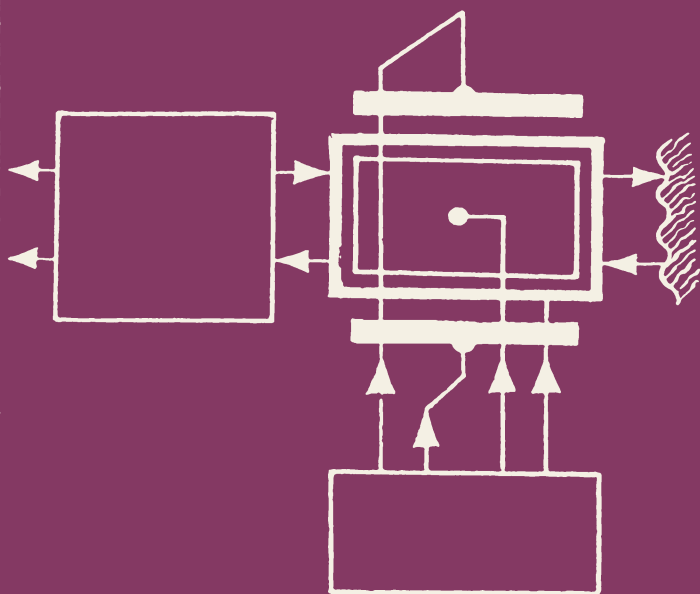




БИБЛИОТЕКА ПРИБОРОСТРОИТЕЛЯ



Ю.Ф.ЗАСТРОГИН

КОНТРОЛЬ ПАРАМЕТРОВ ДВИЖЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЛАЗЕРОВ



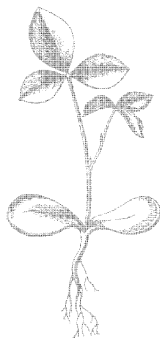
БИБЛИОТЕКА ПРИBOROCTPOИTEЛЯ



Ю.Ф.ЗАСТРОГИН

КОНТРОЛЬ ПАРАМЕТРОВ ДВИЖЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЛАЗЕРОВ

Методы и средства



МОСКВА « МАШИНОСТРОЕНИЕ » 1981

ББК 34.9
3-36
УДК 535.411:53.082

Рецензент *В. В. Клюев*

Застрогин Ю. Ф.

3-36 Контроль параметров движения с использованием лазеров: Методы и средства. — М.: Машиностроение, 1981. — 176 с., ил. — (Б-ка приборостроителя).

55 к.

Книга посвящена вопросам контроля параметров движения в машиностроении с использованием лазеров. Изложены принципы построения преобразователей оптических колебаний, рассмотрены особенности их юстировки и работы, а также приведены результаты экспериментальных исследований.

Описаны современные приборы для контроля параметров механических колебаний, линейных и угловых перемещений, скорости движения узлов машин и профиля поверхности.

Книга рассчитана на инженерно-технических и научных работников, занимающихся созданием и эксплуатацией средств контроля параметров движения в различных отраслях приборостроения и машиностроения.

З $\frac{31305-223}{038(01)-81}$ — 223-81. 2706000000

**ББК 34.9
6П5.8**

ИБ 1998

Юрий Федорович Застрогин

**КОНТРОЛЬ ПАРАМЕТРОВ ДВИЖЕНИЯ
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЛАЗЕРОВ**

Редактор *Л. П. Строганов*
Художественный редактор *С. С. Водниц*
Технический редактор *Н. М. Михайлова*
Корректор *Л. Я. Шабашова*
Обложка художника *В. И. Столярова*

Сдано в набор 16.12.80.	Подписано в печать 18.06.81.	Т-20545.
Формат 84×108 ¹ / ₃₂ .	Бумага кн.-журн.	Гарнитура литературная.
Печать высокая. Усл. печ. л. 9,24.	Уч.-изд. л. 11,02.	
Тираж 3300 экз.	Заказ 2102.	Цена 55 к.

Издательство «Машиностроение», Москва, 107076, Стромынский пер., 4
Московская типография № 6 Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли.
109088, Москва, Ж-88, Южнопортовая ул., 24.

© Издательство «Машиностроение», 1981 г.

Мощным толчком развития бесконтактных методов и средств контроля в машиностроении послужило изобретение и внедрение в производственную практику уникальных источников света — лазеров.

Бесспорные преимущества бесконтактных методов и средств контроля параметров движения с использованием лазеров по сравнению с контактными методами определили причины широкого их использования в самых различных отраслях машиностроения.

В настоящее время разработкой методов и средств контроля параметров движения с использованием лазеров занимаются специалисты различных отраслей промышленности.

Бесконтактные методы основаны на сравнении параметров, подлежащих контролю, с длиной волны излучения лазера. Эти методы являются наиболее точными по сравнению с другими методами измерения. С помощью лазерных приборов могут быть измерены амплитуды колебаний от долей ангстрема до нескольких метров в практически неограниченном частотном диапазоне, а линейные перемещения — от долей микрона до десятков метров.

Лазерные приборы успешно применяют для контроля профиля поверхности, угловых перемещений и неравномерности скорости движения объектов. Разработанные и исследованные в последнее время двухчастотные лазерные интерферометры позволяют воспроизводить электрические сигналы, пропорциональные механическим колебаниям исследуемых объектов, а также профилю поверхности, увеличить пределы измерений, повысить производительность и точность измерений. Одной из важнейших задач на современном этапе является разработка новой лазерной измерительной техники и внедрение в различных отраслях машиностроения уже зарекомендовавших себя приборов. Особенно большая потребность в лазерных измерительных приборах в метрологической практике, так как они являются образцовыми.

Несмотря на имеющиеся публикации, целый ряд вопросов как принципиального, так и прикладного характера, относящихся к методам контроля в машиностроении с применением лазеров, не получил должного отражения. Этим и продиктована необходимость написания настоящей книги.

Автор в течение длительного времени занимался разработкой и исследованием наиболее перспективных методов и средств контроля параметров движения с использованием лазерной техники и поэтому в монографии изложены в большинстве случаев результаты, полученные автором в процессе работы.

НЕКОТОРЫЕ ПАРАМЕТРЫ ДВИЖЕНИЯ, ПОДЛЕЖАЩИЕ КОНТРОЛЮ В МАШИНОСТРОЕНИИ

1. ХАРАКТЕРИСТИКИ ПАРАМЕТРОВ МЕХАНИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ И УДАРОВ

Из общего числа параметров, подлежащих контролю в машиностроении, наибольшая доля принадлежит параметрам механических колебаний и ударов. Определение параметров механических колебаний и ударов — динамические измерения.

Простейшая форма механических колебаний — гармонические колебания [23, 37]. Такие колебания при распространении вдоль оси X описываются уравнениями

$$\begin{aligned} S &= S_{\max} \sin \omega_0 t; \\ V &= \frac{dS}{dt} = V_{\max} \sin \left(\omega_0 t + \frac{\pi}{2} \right) = \omega_0 S_{\max} \sin \left(\omega_0 t + \frac{\pi}{2} \right); \\ a &= \frac{dV}{dt} = \frac{d^2 S}{dt^2} = -\omega_0^2 S_{\max} \sin \omega_0 t = a_{\max} \sin (\omega_0 t + \pi), \end{aligned}$$

где ω_0 — угловая частота; S_{\max} — максимальное перемещение; t — время; V_{\max} — максимальная скорость; a_{\max} — максимальное ускорение.

На практике механические колебания, как правило, не являются чисто гармоническими колебаниями. В этом случае периодические колебания сложной формы рассматривают как множество синусоидальных разложенных в ряд Фурье. Различные члены ряда составляют частотный спектр колебания.

$$f(t) = \frac{a_0}{2} \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos n\omega t + b_n \sin n\omega t),$$

где

$$a_n = \frac{2}{T} \int_0^T f(t) \cos n\omega t \, dt;$$

$$b_n = \frac{2}{T} \int_0^T f(t) \sin n\omega t \, dt;$$

$$\frac{a_0}{2} = \frac{1}{T} \int_0^T f(t) \, dt.$$

На рис. 1 показаны способы изображения колебаний в виде спектральных составляющих. В практике измерений в машиностроении часто приходится сталкиваться со стационарными случайными колебаниями, которые являются функциями времени.

Стационарные случайные колебания — это колебания, которые протекают во времени примерно однородно с одинаковым рассеива-

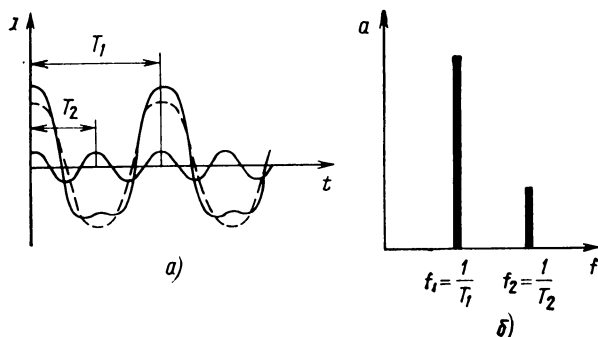


Рис. 1. Разложение в ряд Фурье периодических сигналов:
а — периодическое колебание сложной формы; б — частотный спектр

нием вокруг некоторого среднего значения. При изучении стационарных случайных колебаний используют понятие плотности распределения вероятности

$$f(x) = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{P(x) - P(x + \Delta x)}{\Delta x},$$

где $P(x)$ представляет собой вероятность того, что некоторые мгновенные значения амплитуды превысят уровень x ; $P(x + \Delta x)$ — вероятность появления мгновенных значений амплитуды, превышающих уровень $(x + \Delta x)$.

Получение экспериментальных данных в виде кривых плотности вероятности позволяет непосредственно сопоставлять данные между экспериментами независимо от ширины интервала амплитуды Δx , использованной в эксперименте. Наиболее распространенная гаусова кривая плотности распределения вероятности показана на рис. 2.

Спектральное описание можно дать и стационарному случайному колебанию. В этом случае амплитуды колебаний будут случайными величинами. Спектр стационарной случайной функции описывает распределение дисперсий по различным частотам. Спектральной плотностью стационарного случайного процесса называется кривая, описывающая плотность распределения дисперсий по частотам непрерывного спектра:

$$S_x(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} K_x(\tau) \exp \{-j\omega\tau\} d\tau,$$

где $K_x(\tau)$ — автокорреляционная функция;

$$K_x(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S_x(\omega) \exp\{j\omega\tau\} d\omega;$$

$$\omega = 2\pi f.$$

Интегральное соотношение Фурье между $K_x(\tau)$ и $S_x(\omega)$ называется соотношением Винера — Хинчина. Учитывая, что в физическом

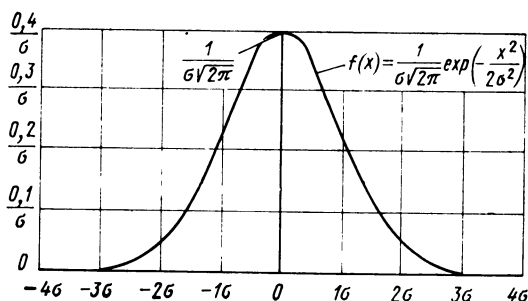


Рис. 2. Гаусова кривая плотности распределения вероятности: σ — среднеквадратичное значение измеряемой величины

реализуемых стационарных процессах имеют дело лишь с положительными частотами, и считая $\tau=0$, получим соотношение

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T f^2(t) dt = \int_0^{\infty} S_x(f) df.$$

Оба интеграла представляют собой масштабы мощности процесса, один в виде функции от времени $f(t)$ данного процесса, другой в виде частотной функции $S_x(f)$. В экспериментальных исследованиях обычно измеряют $S_x(f)$ путем аналоговых частотных анализаторов. Предполагая, что анализатор измеряет сигнал в полосе частот Δf и не вносит усиления или ослабления в предельном случае при $\Delta f \rightarrow 0$, имеем

$$S_x(f) = \lim_{\Delta f \rightarrow 0} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{\Delta f T} \int_0^T f_{\Delta f}^2(t) dt.$$

При анализе случайных механических колебаний это выражение является основой аналоговых экспериментальных исследований. Удары могут быть описаны в виде силы, ускорения, скорости или смещения. В большинстве случаев форма ударной волны может служить для предварительной оценки эффекта, вызываемого ударом на механическую систему. Более эффективную оценку ударных процессов можно осуществлять с помощью преобразования Фурье. Преобразование Фурье ударной временной функции можно записать в виде

$$F(f) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \exp\{-j\omega t\} dt. \quad (1)$$

На рис. 3, а, б приведены соответственно ударный импульс и его спектр, найденный с помощью выражения (1). Ударный импульс содержит энергию, распределенную по всем частотам от 0 до бесконечности, т. е. имеет непрерывный спектр. Как видно из рис. 3, б, величина амплитуды спектра при низких частотах равна площади ударного импульса независимо от его формы. Это имеет большое

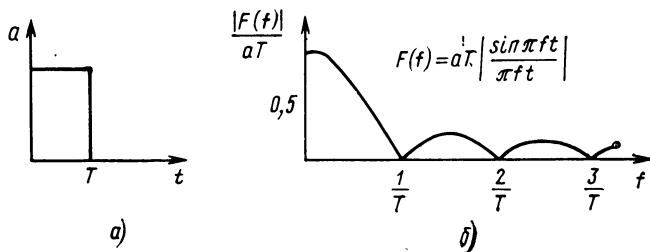


Рис. 3. Спектр ударного импульса

практическое значение при проведении контроля удара. Пока ударный импульс краток по сравнению с собственным периодом механической системы, на которую он воздействует, его сила определяется лишь площадью ударного импульса.

2. ХАРАКТЕРИСТИКИ ПАРАМЕТРОВ ПРОФИЛЯ ПОВЕРХНОСТИ

Профиль поверхности в момент измерения — величина неизменная, хотя сигнал на выходе измерительного прибора функционально зависит от геометрии самого профиля и от скорости сканирования, так как, передвигаясь по поверхности, сканирующее устройство совершает колебания в такт с микрогеометрией профиля и осуществляет преобразование рельефа в сигнал определенной частоты и амплитуды. Рассмотрим характеристики параметров профиля поверхности подлежащих контролю и измерению в машиностроении.

После механической обработки деталей их поверхности имеют неровности — выступы и впадины сложных очертаний, оказывающие существенное влияние на эксплуатационные показатели машин. Поэтому необходимо контролировать качество обработки поверхностей деталей.

Профили поверхностей имеют сложный характер. На поверхности деталей различают три вида неровностей: макронеровности, представляющие собой отклонение поверхности от правильно геометрической формы (овальность, огранка и т. д.), волнистость, характеризующуюся периодически повторяющимися неровностями, шаг которых значительно превышает их высоту; микронеровности, или шероховатости, представляющие собой совокупность поверхностей с относительно малым шагом.

Покажем разложение профиля (рис. 4, а) на шероховатость (рис. 4, б), волнистость (рис. 4, в) и макронеровность (рис. 4, г). Волнистость, шероховатость и отклонение формы различают по зна-

чению отношения шага неровности к высоте неровностей. Неровности с отношением $s/h < 50$ — шероховатость поверхности, $1000 \geq s/h \geq 50$ — волнистость, и при $s/h > 1000$ — отклонение формы.

Шероховатостью поверхности называется совокупность неровностей, образующих рельеф поверхности детали и рассматриваемых в пределах базовой длины l . Базовой длиной l называется длина участка поверхности, выбираемого для измерения шероховатости без учета других видов неровностей (например, волнистости), имеющих шаг более l .

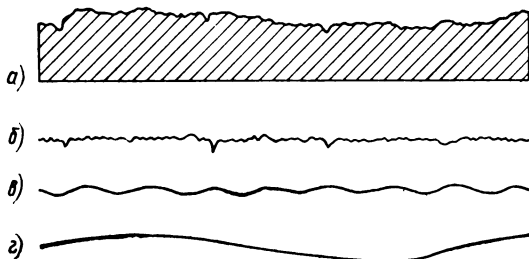


Рис. 4. Разложение профиля поверхности

Профиль шероховатости поверхности показан на рис. 5. Средняя линия m делит действительный профиль так, что в пределах базовой длины сумма квадратов расстояний y_1, y_2, \dots, y_n точек профиля до линии минимальна. Средняя линия делит неровности поверхности таким образом, что площади по обеим сторонам от нее одинаковы. Линия $l-l$ — условная линия, которая параллельна средней линии. В ГОСТ 2789—73, который соответствует рекомендациям по стандартизации СЭВ и ИСО, регламентировано шесть параметров шероховатости:

R_a — среднее арифметическое отклонение профиля:

$$R_a \approx \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n |y_i|;$$

R_z — высота неровностей профиля по десяти точкам:

$$R_z = \frac{\left| \sum_{i=1}^5 H_{i \max} \right| + \left| \sum_{i=1}^5 H_{i \min} \right|}{5}$$

или

$$R_z = \frac{\sum_{i=1}^5 h_{i \max} - \sum_{i=1}^5 h_{i \min}}{5};$$

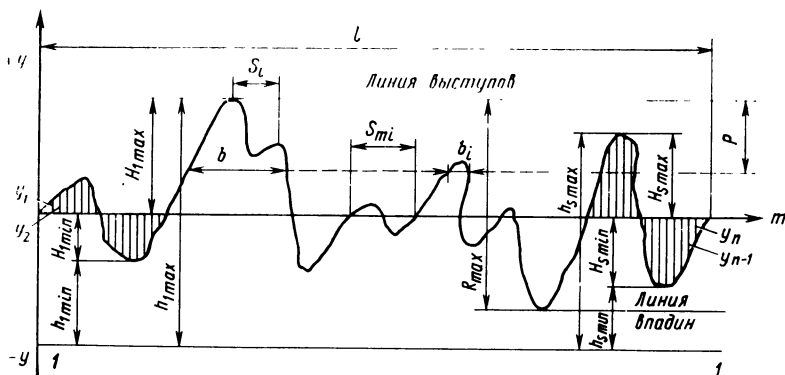


Рис. 5. Профиль шероховатости поверхности

R_{\max} — наибольшая высота неровностей профиля;

S_m — средний шаг неровностей:

$$S_m = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n S_{mi};$$

S — средний шаг неровностей по вершинам:

$$S = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n S_i;$$

t_p — относительная опорная длина профиля (p — числовое значение уровня сечения профиля):

$$t_p = \frac{\sum_{i=1}^n b_i}{l} 100\%.$$

Численные значения параметров шероховатости лежат в следующих пределах:

$$R_a = 0,008 \text{ мкм} - 100 \text{ мкм};$$

$$R_z = 0,025 \gg 1600 \gg ;$$

$$R_{\max} = 0,025 \quad \gg \quad 1600 \gg ;$$

$$S = 0,002 \rightarrow 12,5 \text{ мм};$$

$$S_{\max} = 0,002 \gg 12,5 \gg .$$

Требования к шероховатости должны быть обоснованными и устанавливаться исходя из функционального назначения поверхности. Если требования не установлены, то шероховатость этой поверхности контролю не подлежит.

Любой процесс обработки поверхности, будь то шлифование, резка, точение или полирование, создают свою микрогеометрию профиля, причем размеры микровыступов и их распределение по поверхности носит случайный характер, поэтому нельзя оценить шероховатость поверхности по одной точке касания. Выбор места измерения на поверхности детали также процесс случайный. Для того

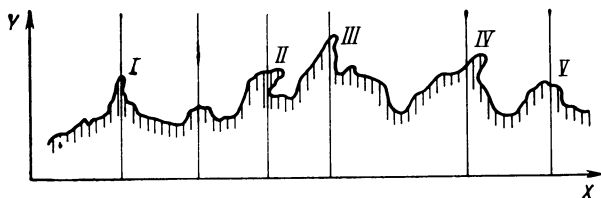


Рис. 6. Профиль реальной поверхности

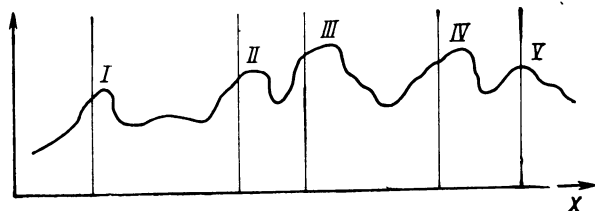


Рис. 7. Профилограмма

чтобы получить достоверные значения параметров шероховатости, измерение производят на участке определенной длины, называемой базовой длиной.

Из совокупности полученных результатов и находится каждый из параметров шероховатости. При замере в другом месте на той же поверхности результаты могут отличаться от предыдущих на определенную величину. Это говорит о том, что результаты замеров значений параметров шероховатости есть величины приближенные, хотя с достаточной точностью характеризующие поверхность. Исследования показали, что достоверное число повторных измерений на различных участках деталей параметров шероховатости 5—7. Параметры, оценивающие шероховатость поверхности, отличаются один от другого математической обработкой результатов, полученных в виде кривой, идентичной реальному профилю. Математическая обработка может выполняться вручную или различного рода электронными вычислительными устройствами, которые могут быть спроектированы с любой заданной точностью. На рис. 6 показан профиль реальной поверхности, увеличенный до масштабов снятой с него профилограммы (рис. 7) и совмещенный с идентичными выступами кривой. Откуда видно, что при снятии профилограммы происходит сглаживание выступов I—V, смещение вершин, изменение вы-

соты микронеровностей, вызываемое погрешностью преобразования измерительными устройствами профиля поверхности в сигнал соответствующей частоты и амплитуды, по которому и находят параметры шероховатости. Все это в конечном итоге приводит к погрешности оценки параметров шероховатости.

3. ОСОБЕННОСТИ КОНТРОЛЯ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ И ДЛИН

Контроль перемещений и длин — важная область использования явления интерференции света. С ростом требований к точности изготовления изделий машиностроения интерференционные методы измерения получают все более широкое распространение не только в метрологии, но и непосредственно в промышленности для контроля размеров деталей и их перемещений.

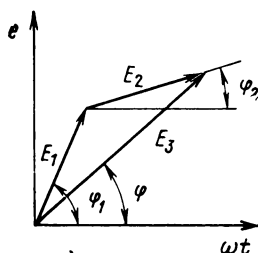


Рис. 8. Векторное сложение гармонических колебаний

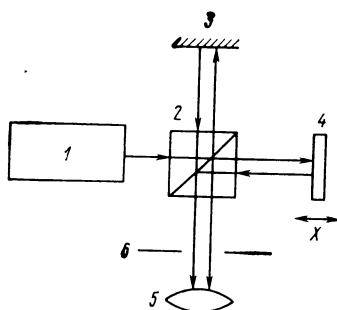


Рис. 9. Интерферометр Майкельсона

Интерференцией колебаний называют изменение амплитуды суммарного колебания при сложении волн от когерентных источников. Произведем векторное сложение (рис. 8). Пусть

$$e_1 = E_1 \sin(\omega t + \varphi_1);$$

$$e_2 = E_2 \sin(\omega t + \varphi_2),$$

где φ_1 и φ_2 — начальные фазы колебаний.

Выражение результирующей волны

$$e = E_3 \sin(\omega t + \varphi),$$

где
$$E_3 = \sqrt{E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)};$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{E_1 \sin \varphi_1 + E_2 \sin \varphi_2}{E_1 \cos \varphi_1 + E_2 \cos \varphi_2}.$$

Если волны распространяются от источников, находящихся на расстояниях y_1 и y_2 от точки, в которой они складываются, то $\varphi_1 = \omega y_1/c$; $\varphi_2 = \omega y_2/c$, где c — скорость распространения света

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \frac{\omega}{c} (y_2 - y_1) = \frac{2\pi}{\lambda} \delta_0,$$

где $\delta_0 = y_2 - y_1$ — разность хода интерферирующих волн. В этом случае

$$E_3 = \sqrt{E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 \cos \frac{2\pi}{\lambda} \delta_0}.$$

Амплитуда колебаний в поле интерферирующих волн будет меняться от точки к точке в зависимости от изменения величины δ_0 . Наибольшее усиление колебаний происходит при $2\pi\delta_0/\lambda = n\pi$ или $\delta_0 = n\lambda/2$, где n — любое целое число. Наименьшее ослабление колебаний происходит в тех местах волнового поля, где $2\pi\delta_0/\lambda = (2n-1)\pi/2$ или $\delta_0 = (2n-1)\lambda/4$. Таким образом, интерференция волн приводит к стабильному, т. е. не изменяющемуся во времени расчленению волнового поля на чередующиеся области двух родов:

интерференционного усиления, соответствующей разности хода волн четному числу полуволн;

интерференционного ослабления, где колебания взаимно уничтожаются, соответствующей разности хода волн нечетному числу полуволн.

Интерференционная картина в видимой области спектра шкалы представляет собой чередование черных и белых полос.

Майкельсон и Бенуа измерили стандартный метр с помощью прибора (рис. 9), получившего название интерферометр Майкельсона.

Излучение источника 1 направляется на светоделительный кубик 2, с помощью которого излучение делится на две части, одна из которых направляется на неподвижный отражатель 3, а вторая — на отражатель 4, перемещающийся вместе с измеряемым объектом. Отраженные от подвижного 4 и неподвижного 3 отражателей оптические сигналы совмещаются на разделительной плоскости кубика 2 и интерферируют. В окуляре 5 наблюдается интерференционная картина. Если разность хода лучей δ_0 интерферометра $0; \pm \frac{\lambda}{2};$

$\pm 2 \frac{\lambda}{2}; \pm n \frac{\lambda}{2}$, то интерференционное поле имеет максимум освещенности. При разности хода $\frac{\lambda}{4}; 3 \frac{\lambda}{4}; (2n+1) \frac{\lambda}{4}$,

лучи сходятся в противофазе, и интерференционное поле имеет минимум освещенности. Таким образом, можно измерить величину перемещения зеркала 4 или длину образца по числу переходов изменения освещенности, прошедших через диафрагму 6. Один период соответствует половине длины волны оптического излучения.

ЛАЗЕРЫ И ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ

1. ЛАЗЕРЫ И ИХ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Лазер является генератором когерентного излучения. Понятие когерентности соответствует понятию корреляция, так как в общем случае под когерентностью в оптике понимают корреляцию каких-либо характеристик поля электромагнитной волны (например, фазы волны).

Рассмотрим подробнее, что же такое когерентность?

В случае гармонической электромагнитной волны электрическое E и магнитное H поля изменяются в пространстве и во времени по закону синуса [1, 39]:

$$\left. \begin{aligned} H(x, t) &= H_0 \exp \left\{ j2\pi\nu t - j2\pi \frac{x}{\lambda} + j\varphi \right\}; \\ E(x, t) &= E_0 \exp \left\{ j2\pi\nu t - j2\pi \frac{x}{\lambda} + j\varphi \right\}. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где E_0 и H_0 — амплитуды волн; ν — частота; $\lambda = c/\nu$ — длина волны (c — скорость света); φ — фаза волны в точке $x=0$ в момент $t=0$.

Рассмотрим две плоские электромагнитные волны $E_1(x, t)$ и $E_2(x, t)$ с одинаковыми амплитудами и частотами. Такие волны, распространяясь в пространстве в одном направлении OX , могут быть сдвинуты во времени. Тогда в момент времени t в любой точке x_0 их электрическое E и магнитное H поля будут иметь разные величины и направления (рис. 10), т. е. электромагнитные волны имеют различные фазы φ_1 и φ_2 .

Результирующая интенсивность I в некоторой точке x_0 , усредненная по времени наблюдения T ,

$$I = \frac{1}{T} \int_0^T |E_1(x, t) + E_2(x, t)|^2 dt.$$

При условии постоянства фаз φ_1 и φ_2 во времени

$$I = 2E_0^2 [1 + \cos(\varphi_2 - \varphi_1)]. \quad (3)$$

Анализ выражения (3) показывает, что результирующая интенсивность зависит от разности $(\varphi_2 - \varphi_1)$ складываемых волн и может изменяться от 2 до 4 E_0^2 . Если разность фаз постоянна во време-

ни, то когерентность двух плоских электромагнитных волн называется полной или идеальной.

Если за время усреднения T разность фаз меняется настолько хаотически, что усреднение $\langle \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \rangle = 0$, то имеет место полная некогерентность. Кроме амплитуды, частоты, фазы и направления распространения электромагнитная волна характеризуется поляризацией — ориентацией вектора электрического поля. Если направление вектора E постоянно, волна называется линейно поляризованной.

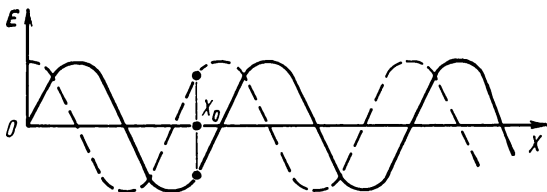


Рис. 10. Плоская электромагнитная волна

Таким образом, если амплитуда, частота, фаза, направление распространения и поляризация электромагнитной волны постоянны или изменяются, но не хаотически, а упорядоченно, по определенному закону, то такая волна когерентна. Понятие полной когерентности является теоретическим, так как в жизни плоских монохроматических (имеющих постоянную частоту ν и длину волны λ) волн не бывает, и поэтому существуют еще такие понятия, как временная и пространственная когерентность. Для рассмотрения понятия временной когерентности будем считать, что электромагнитное излучение частотой ν_0 излучается в течение времени τ , такое излучение называется волновым цугом (рис. 11). При этом можно записать

$$E(t) = \begin{cases} E_0 \exp \{-j2\pi\nu_0 t - t/\tau\} & t \geq 0 \\ 0 & t < 0. \end{cases} \quad (4)$$

Пусть волновой цуг излучается из точки A в точку C (рис. 12). Пройдя разные пути, две части цуга встречаются в точке C . Разность путей $ABC - ADC$ обозначим через δ_0 и назовем оптической разностью хода.

Если $\delta_0/c \ll \tau$, то в точке C будет наблюдаться взаимная корреляция двух частей цуга, т. е. когерентность; при $\delta_0/c > \tau$ корреляции не будет, а следовательно, не будет и когерентности. Время τ , характеризующее длительность цуга, называют временем когерентности, а когерентность временной. Расстояние τc называют длиной когерентности. При $\tau \rightarrow \infty$ временная когерентность стремится к полной.

Пространственная когерентность характеризует корреляцию между электромагнитными колебаниями в различных точках пространства в один и тот же момент времени. Так, если $E_1(t)$ — электромагнитная волна в точке B (рис. 13), $E_2(t)$ — в точке D и $E(t)$ в точке C , то

$$E(t) = E_1(t - t_1) + E_2(t - t_2),$$

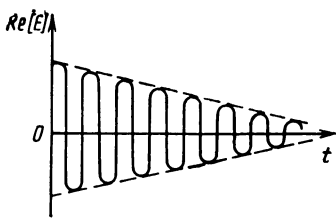


Рис. 11. Волновой пуг

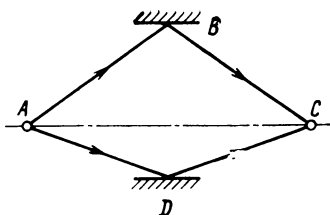


Рис. 12. Рисунок, поясняющий понятие временной когерентности

где t_1 и t_2 — время, за которое волна проходит соответственно расстояние BC и CD (примем в нашем случае $t_1 = t_2$).

Интенсивность поля в точке C

$$I = I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 I_2} \operatorname{Re} [\langle E_1(t) E_2^*(t) \rangle / \sqrt{I_1 I_2}], \quad (5)$$

где символ $*$ означает комплексное сопряжение.

Функция $\langle E_1(t) E_2^*(t) \rangle$ называется функцией взаимной когерентности электромагнитных волн. Выражение, стоящее в квадратных скобках, описывает корреляцию между электромагнитными волнами в двух точках пространства B и D в один и тот же момент времени, или пространственную когерентность. Как известно, когерентность электромагнитного излучения связана с его монохроматичностью. Рассмотрим, в чем выражается эта связь.

Волновой пуг можно представить в виде суммы монохроматических волн с различными частотами, т. е.

$$E(t) = \int_{-\infty}^{\infty} E(\nu) \exp(-j2\pi\nu t) d\nu. \quad (6)$$

Используя обратное преобразование Фурье, выражение (6) для частотного спектра можно записать в виде

$$E(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} E(t) \exp\{j2\pi\nu t\} dt. \quad (7)$$

Подставляя в последнее выражение соотношение (2), получим

$$|E(\nu)| = E_0^2 / [4\pi^2 (\nu - \nu_0)^2 + 1/\tau^2].$$

Параметр $\Delta\nu = 2/\pi\tau$ есть ширина функции $|E(\nu)|^2$ на половине ее высоты, которая характеризует степень размытия частотного спектра (рис. 14). Отношение $\Delta\nu/\nu_0$ есть степень монохроматичности излучения, которая обратно пропорциональна времени когерентности.

Таким образом, чем уже частотный интервал излучения электромагнитной волны $\Delta\nu$, тем выше степень монохроматичности этого излучения и тем выше степень временной когерентности. При $\Delta\nu \rightarrow 0$ и $\tau \rightarrow \infty$ когерентность стремится к полной.

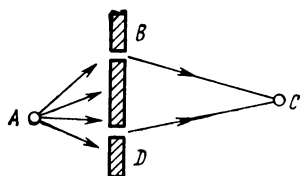


Рис. 13. Рисунок, поясняющий понятие пространственной когерентности

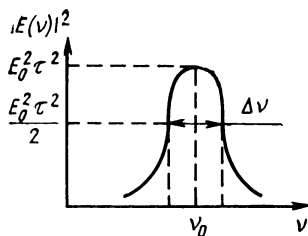


Рис. 14. Частотный спектр излучения

Из всех источников излучения оптического диапазона газовые лазеры характеризуются наибольшей степенью когерентности и монохроматичности генерируемого ими излучения.

Кроме того, газовые лазеры обладают следующими положительными свойствами: возможностью длительной работы при комнатной температуре без специальных устройств охлаждения; высокой стабильностью и воспроизводимостью частоты излучения; малым углом расходимости луча; малой чувствительностью к изменениям температуры окружающей среды, что особенно важно при метрологических исследованиях. Поэтому при разработке образцовых приборов, предназначенных для измерения параметров движения, газовые лазеры, возбуждаемые электрическим разрядом, нашли широкое применение.

Высокая монохроматичность, т. е. постоянство у газовых лазеров частоты и длины волны, позволяет производить с большой точностью сравнение измеряемого параметра с длиной волны излучения лазера. Газовыми лазерами называют такие генераторы, у которых активная среда находится в газовой фазе.

Блок-схема газового лазера приведена на рис. 15. Активный элемент представляет собой стеклянную кювету, наполненную газовой окисью (например, гелия с неонами), на концах которой находятся металлические электроды.

Система накачки используется для создания разрядов в газовой смеси или для возбуждения активных центров. Газовая кювета размещена между двумя зеркалами, образующими резонатор, с помощью которого обеспечиваются многократное отражение электромагнитной волны от зеркал и необходимая мощность усиления.

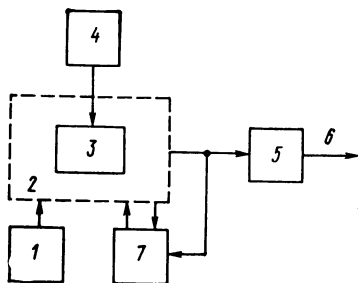


Рис. 15. Блок-схема газового лазера:

1 — устройство селекции типов колебаний; 2 — резонатор; 3 — активное вещество; 4 — система накачки; 5 — дополнительные оптические элементы; 6 — выходное излучение; 7 — устройство контроля

Устройство селекции типов колебаний предназначено для обеспечения определенного режима работы лазера, обеспечивающего заданные характеристики выходного излучения. Дополнительные оптические элементы используют для добавочного воздействия на параметры излучения лазера.

Рассмотрим принцип действия и характеристики газовых лазеров. Газовые лазеры делят на газовые на нейтральных атомах, ионные и молекулярные. Они отличаются друг от друга как диапазоном излучаемых длин волн λ , так и механизмом образования инверсии населенностей. Для понимания последнего рассмотрим оптические свойства инверсной среды.

Энергетический спектр газа характеризуется тем, что он весьма точно соответствует энергетическим уровням отдельных атомов и молекул.

Частицы любой газовой среды могут находиться в различных энергетических состояниях.

Переходы вверх (из состояния с меньшей энергией в состояние с большей энергией) или вниз (из состояния с большей энергией в состояние с меньшей энергией) происходит с выделением или поглощением квантов электромагнитного излучения.

Частота излученного или поглощенного кванта определяется разностью энергий начального и конечного состояний $\omega = \frac{W_n - W_i}{h}$, где h — постоянная Планка.

Если разность $W_n - W_i$ достаточно велика, то излучение будет происходить на оптической частоте ω .

Если переход частиц из одного состояния в другое, характеризующее меньшей внутренней энергией с излучением кванта энергии (спонтанное излучение), будет происходить без каких-либо внешних воздействий, то излучение не будет когерентным, так как акты спонтанной эмиссии происходят в случайные моменты времени

$$W_n \rightarrow W_i + (h\omega).$$

Если возбуждать газовую среду с высокой интенсивностью, например с помощью электрического поля, то число частиц на энергетическом уровне W_n будет больше, чем на W_i , и в этом случае наблюдается так называемая «инверсная населенность», т. е. происходит (поглощение энергии становится отрицательным), и первоначальное спонтанное излучение стимулирует излучение с одинаковыми параметрами (фазой, частотой, поляризацией):

$$W_n + (h\omega)_1 = W_i + (h\omega)_1 + (h\omega)_2.$$

Стимулированное излучение лежит в основе работы лазера. Первичный $(h\omega)_1$ и вторичный фотоны $(h\omega)_2$ характеризуются одинаковыми параметрами: частотой, фазой, поляризацией. В результате генерируется относительно узкая спектральная полоса когерентного излучения. Возможные стационарные состояния атомов изображаются в виде диаграмм энергетических состояний. На рис. 16 приведена схема энергетических уровней He, Ne и основные переходы в смеси этих газов [35, 38].

С помощью электрического разряда атомы He переходят из основного состояния в состояние 2^3S_1 или в состояние 2^1S_0 с последующей резонансной передачей энергии от атомов He атомами Ne. В результате атомы Ne переходят в состояние $2S_{2-5}$, $3S_{2-5}$.

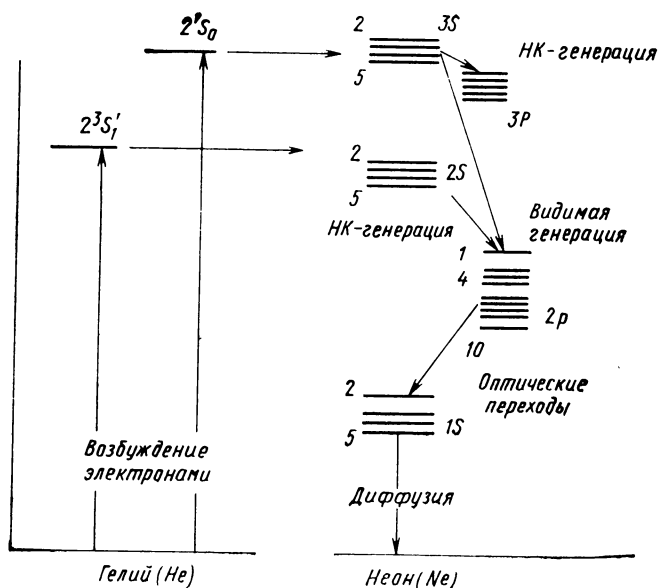


Рис. 16. Схема энергетических уровней

Инверсию населенностей, а затем генерацию удается получить на большом числе переходов атома Ne в диапазоне волн от 0,6 до 133 мкм. Наиболее часто используют переходы

$$3S_2 \rightarrow 3P_4 (\lambda = 3,39 \text{ мкм}); \quad 2S_2 \rightarrow 2P_4 (\lambda = 1,15 \text{ мкм});$$

$$3S_2 \rightarrow 2P_4 (\lambda = 0,63 \text{ мкм}).$$

Ширина спектральной линии атома Ne определяет область частот, в которой может иметь место генерация света при инверсии населенностей соответствующего перехода. Из этой относительно широкой спектральной линии оптическим резонатором, состоящим из двух плоских параллельных зеркал (резонатор Фабри — Перо), из которых одно является частично пропускающим излучение из полости резонатора (рис. 17), выделяются более узкие линии, соответствующие собственным частотам резонатора.

Кроме того, оптический резонатор создает условия, при которых индуцированное, стимулированное излучение, проходит многократно через активную среду. Излучение вдоль оси резонатора усиливается при каждом проходе через активное вещество. Генерация происходит только на тех частотах внутри спектрального интервала, для которых резонансное усиление превышает потери на поглощение.

Резонансные свойства резонатора определяют точные значения частоты внутри линии излучения. Вдоль оси резонатора могут существовать только те колебания, для которых расстояние между зеркалами L равно целому числу полудлин волн, т. е. $g\lambda = 2L$. Таким

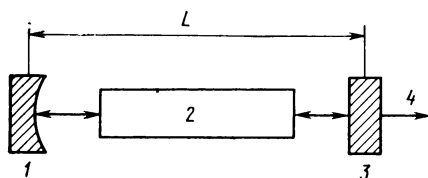


Рис. 17. Оптический резонатор:

1 — отражающее зеркало; 2 — активное вещество; 3 — частично пропускающее зеркало; 4 — выходное излучение лазера

образом, резонанс существует одновременно для нескольких частот, эквидистантно расположенных по шкале частот: $\nu = gc/2L$.

Частотное разделение колебаний $\Delta\nu = c/2L$ говорит о том, что спектральные линии излучения будут располагаться по всей ширине рабочего перехода (рис. 18). Ширина линии резонатора $\Delta\nu_p = \nu/Q$, где Q — добротность резонатора. Для ответа на вопрос, какие колебания имеют место в активном резонаторе Фабри — Перо, Фокс и Ли применили метод последовательных приближений. Они показали, что после примерно 300 отражений распределение амплитуд и фаз колебаний на поверхности зеркал резонатора больше не изменяется, т. е. поле на каждом зеркале воспроизводится после некоторого момента в неизменном виде. Такое состояние соответствует нормальным типам колебаний резонатора (интерферометра) Фабри — Перо.

Нормальные типы колебаний называют модами и обозначают TEM_{mng} , где m, n — целые числа, обозначающие число изменений знака поля на поверхности зеркал; g — число полуволин, укладывающихся на длине резонатора.

Мода характеризуется конфигурацией поля на поверхности зеркал и числом полуволин, укладывающихся на длине резонатора.

Основные типы колебаний TEM_{00} — те, для которых распределение амплитуд достигает максимума в центре и наиболее круто спадает по краям зеркал.

Моды с различными m и n называют поперечными, а с различными g — продольными.

Селекция мод резонатора лазера основана на создании условий, при которых увеличиваются потери для нежелательных мод.

Существует ряд методов получения генерации на одной частоте. Один из них состоит в том, что уровень накачки доводят до такой

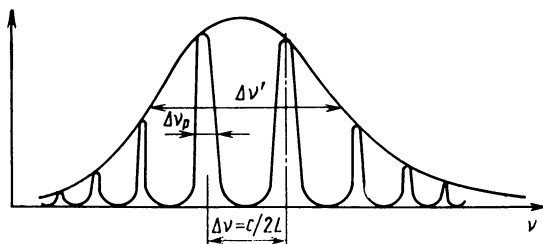


Рис. 18. Профиль спектральной линии $\Delta\nu'$ — ширина спектральной линии излучения лазера, $\Delta\nu_p$ — ширина линии резонатора

величины, чтобы он превосходил пороговое значение, а усиление превышало потери только для одной моды.

Другой метод позволяет выбрать длину резонатора так, чтобы расстояние между соседними продольными отметками было больше ширины линии атомного перехода. Существуют и другие методы получения генерации на одной частоте с помощью дополнительных устройств: диафрагмы, вторичного резонатора и т. д.

Основными характеристиками газовых лазеров, определяющими возможности использования их в конкретных приборах, являются:

1) длина волны (λ) или частота (ν) излучаемых электромагнитных колебаний; современные лазеры генерируют в диапазоне волн 0,23—583 мкм ($1,3 \cdot 10^{15}$ — $5,57 \cdot 10^{11}$ Гц);

2) мощность излучения в непрерывном режиме;

3) угловая расходимость луча; она составляет десятки угловых секунд — единицы угловых минут; ширину луча с помощью системы линз можно сузить до величины, ограничиваемой явлениями дифракции;

4) спектр излучения; наименьший спектр излучения газовых лазеров определяется интервалом частот электромагнитных колебаний, генерируемых лазером;

5) КПД газовых лазеров; он составляет доли процента и определяется отношением мощности излучения к мощности источника накачки, выраженным в процентах.

2. ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ПОГРЕШНОСТИ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

Точность двухчастотных интерферометров, предназначенных для измерения параметров движения, в значительной степени определяется качеством работы преобразователей одночастотного когерентного излучения в двухчастотное. Преобразователи одночастотного когерентного излучения в двухчастотное, используемые в интерферометрах, определяют их конструкцию и пределы измерения и влияют на точность последнего. Известен ряд методов преобразования частоты оптического излучения, которые реализуются с помощью механических, электрооптических, акустико-оптических и других устройств [3, 13, 14, 34, 56, 57].

В настоящее время при разработке двухчастотных лазерных интерферометров широкое распространение получили поляризационные преобразователи. Рассмотрим принципы построения таких преобразователей. Принцип работы устройств основан на прохождении когерентного излучения через элементы с вращающимся вектором двойного лучепреломления. Вращение осуществляется с помощью как механических, так и электрооптических устройств.

Механические преобразователи одночастотного когерентного излучения с вращающейся фазовой пластиной. Устройство преобразования одночастотного когерентного излучения в двухчастотное, основанное на прохождении циркулярно-поляризованного излучения через вращающуюся фазовую пластину [14], показано на рис. 19. Линейно поляризованное излучение $e_x = E \exp i\omega t$ проходит через четвертьволновую пластину I , ось которой ориентирована под уг-

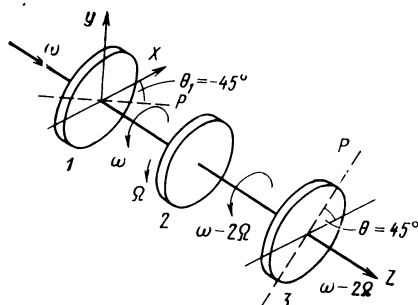


Рис. 19. Преобразователь циркулярно-поляризованного излучения с вращающейся фазовой пластиной

лом $\theta = -45^\circ$ к оси x . Поляризационная матрица пластины $M_1 = 1/\sqrt{2} \begin{vmatrix} 1 & -j \\ -j & 1 \end{vmatrix}$. Циркулярно-поляризованное излучение на выходе пластины 1 определяется поляризационной матрицей

$$L_2 = \frac{E}{\sqrt{2}} \exp j\omega t \begin{vmatrix} 1 \\ -j \end{vmatrix}. \quad (8)$$

Матрица преобразования линейной фазовой пластины 2 со сдвигом фазы δ , ось которой составляет угол θ с осью x , имеет вид

$$M_2 = \begin{vmatrix} \cos^2 \theta e^{j\delta/2} + \sin^2 \theta e^{-j\delta/2} & j \sin 2\theta \sin \delta/2 \\ j \sin 2\theta \sin \delta/2 & \cos^2 \theta e^{-j\delta/2} + \sin^2 \theta e^{j\delta/2} \end{vmatrix}. \quad (9)$$

Поляризационная матрица когерентного излучения на выходе вращающейся с частотой Ω фазовой пластины ($2\theta = 2\Omega$)

$$L_3 = M_2 L_2 = \frac{E}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} \exp j\omega t \cos \delta/2 + j \exp j(\omega - 2\Omega)t \sin \delta/2 \\ -j \exp j\omega t \cos \delta/2 - \exp j(\omega - 2\Omega)t \sin \delta/2 \end{vmatrix}. \quad (10)$$

Возможны два варианта построения устройства преобразования частоты — с вращающимися полуволновой (т. е. $\delta = \pi$) и четвертьволновой (т. е. $\delta = \pi/2$) пластинами. Для устройства с пластиной $\lambda/2$ поляризационная матрица излучения на выходе вращающейся пластины

$$L_3 = \frac{E}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} j \exp j(\omega - 2\Omega)t \\ -\exp j(\omega - 2\Omega)t \end{vmatrix}. \quad (11)$$

Когерентное излучение, характеризующееся матрицей (11), при прохождении через неподвижную четвертьволновую пластину с поляризационной матрицей $M_3 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{vmatrix}$ принимает вид

$$L_4 = M_3 L_3 = E \exp j(\omega - 2\Omega)t \begin{vmatrix} 0 \\ 1 \end{vmatrix},$$

т. е. вся мощность входного излучения сосредоточивается в составляющей с частотой $(\omega - 2\Omega)$, поляризованной по оси y :

$$e_y = -E \exp j(\omega - 2\Omega)t.$$

Рассмотрим факторы, которые могут влиять на работу устройства с вращающейся полуволновой пластиной.

1. Неточность изготовления вращающейся пластины $\delta = \pi + \Delta\delta$, где $\Delta\delta$ — отклонение фазового сдвига от π , приведет к тому, что поляризованная матрица на выходе фазовой пластины примет вид

$$L_3 = \frac{E}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} -\exp j\omega t \sin \Delta\delta/2 + j \exp j(\omega - 2\Omega)t \cos \Delta\delta/2 \\ j \exp j\omega t \sin \Delta\delta/2 - \exp j(\omega - 2\Omega)t \cos \Delta\delta/2 \end{vmatrix}. \quad (12)$$

На выходе четвертьволновой пластины 3 излучение будет описываться матрицей

$$L_4 = M_3 L_3 = E \begin{vmatrix} -\exp j\omega t \sin \Delta\delta/2 \\ -\exp j(\omega - 2\Omega)t \cos \Delta\delta/2 \end{vmatrix}. \quad (13)$$

При отклонении сдвига фазы на $\Delta\delta$ появляется ортогональная составляющая $e_x = -E \exp j\omega t \sin \Delta\delta/2$. Ее можно подавить с помощью линейного поляризатора.

2. Неточность изготовления четвертьволновой пластины 1 (см. рис. 19), т. е. при $\delta_1 = \frac{\pi}{2} + \Delta\delta_1$, изменит поляризационную матрицу пластины 1:

$$M_1 = \begin{vmatrix} \cos \frac{\delta_1}{2} - j \sin \frac{\delta_1}{2} \\ -j \sin \frac{\delta_1}{2} \cos \frac{\delta_1}{2} \end{vmatrix}.$$

На выходе пластины излучение будет поляризовано по эллипсу, и его поляризационная матрица

$$L_2 = M_1 L_1 = E \exp j\omega t \begin{vmatrix} \cos \delta_1/2 \\ -j \sin \delta_1/2 \end{vmatrix}.$$

Матрица вращающейся полуволновой пластины

$$M_2 = j \begin{vmatrix} \cos 2\theta & \sin 2\theta \\ \sin \theta & -\cos 2\theta \end{vmatrix}.$$

Если $2\theta = 2\Omega$ и $\delta_1 = \pi/2 + \Delta\delta_1$, то (14)

$$L_3 = M_2 L_2 = \frac{E}{2} \begin{vmatrix} j \cos \frac{\Delta\delta_1}{2} \exp j(\omega - 2\Omega)t + \\ -\cos \frac{\Delta\delta_1}{2} \exp j(\omega - 2\Omega)t + \end{vmatrix}$$

$$\left. \begin{aligned} &+ j \sin \frac{\Delta\delta_1}{2} \exp j(\omega + 2\Omega)t \\ &+ \sin \frac{\Delta\delta_1}{2} \exp j(\omega - 2\Omega)t \end{aligned} \right|,$$

откуда видно, что в результате неточности изготовления пластины I возникает ортогонально поляризованная составляющая с частотой $\omega + 2\Omega$.

Если излучение пропустить через четвертьволновую пластину 3 , то

$$\left. \begin{aligned} e_x &= -Ej \exp j(\omega + 2\Omega)t \sin \frac{\Delta\delta_1}{2}; \\ e_y &= +E \exp j(\omega - 2\Omega)t \cos \frac{\Delta\delta_1}{2}. \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

3. Неточность установки $\theta_1 = -\frac{\pi}{4} + \Delta\theta_1$ четвертьволновой пластины I вызовет поляризацию излучения на входе вращающейся пластины по эллипсу и поляризационные матрицы примут вид

$$\begin{aligned} M_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} 1 + j \cos 2\theta_1 & j \sin 2\theta_1 \\ j \sin 2\theta_1 & 1 - j \cos 2\theta_1 \end{vmatrix}; \\ L_2 &= M_1 L_1 = \frac{E}{\sqrt{2}} \exp j\omega t \begin{vmatrix} 1 + j \cos 2\theta_1 \\ j \sin 2\theta_1 \end{vmatrix}; \\ L_3 &= M_2 L_2 = \frac{E}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} \exp j(\omega - 2\Omega)t [j - \sin 2\Delta\theta_1 + j \cos 2\Delta\theta_1] + \\ - \exp j(\omega - 2\Omega)t [j + j \sin 2\Delta\theta_1 - \cos 2\Delta\theta_1] + \\ + \exp j(\omega + 2\Omega)t [j - \sin 2\Delta\theta_1 - j \cos 2\Delta\theta_1] \\ + \exp j(\omega + 2\Omega)t [1 + j \sin 2\Delta\theta_1 - \cos 2\Delta\theta_1] \end{vmatrix}; \\ L_4 &= M_3 L_3 = \frac{E}{2} \begin{vmatrix} \exp j(\omega + 2\Omega)t [j - \sin 2\Delta\theta_1 - j \cos 2\Delta\theta_1] \\ - \exp j(\omega - 2\Omega)t [1 + j \sin 2\Delta\theta_1 + \cos 2\Delta\theta_1] \end{vmatrix}. \end{aligned} \quad (16)$$

Как и в предыдущем случае, эллиптичность когерентного излучения, на входе вращающейся полуволновой пластины, ведет к появлению ортогональной составляющей с частотой $\omega + 2\Omega$, которую можно подавить линейным поляризатором. Для устройства с вращающейся пластиной $\lambda/4$, т. е. $\delta = \pi/2$, поляризационная матрица излучения на выходе вращающейся пластины 2 имеет вид

$$L_3 = \frac{E}{2} \begin{vmatrix} \exp j\omega t + j \exp j(\omega - 2\Omega)t \\ -j \exp j\omega t - \exp j(\omega - 2\Omega)t \end{vmatrix}. \quad (17)$$

Из выражения (17) видно, что если в устройстве вращается четвертьволновая пластина 2 , то на выходе получим две ортогонально равные поляризованные составляющие с частотой ω и $\omega - 2\Omega$, т. е.

$$e_x = \frac{E}{\sqrt{2}} \exp j\omega t;$$

$$e_y = -\frac{E}{\sqrt{2}} \exp j(\omega - 2\Omega)t.$$

Рассмотрим факторы, которые могут влиять на работу устройства с вращающейся четвертьволновой пластиной.

1. При неточном изготовлении вращающейся четвертьволновой пластины, т. е. $\delta = \pi/2 + \Delta\delta$, поляризационные матрицы L_3 , L_4 примут вид

$$L_3 = \frac{E}{2} \left| \begin{array}{l} \exp j\omega t \left(\cos \frac{\Delta\delta}{2} - \sin \frac{\Delta\delta}{2} \right) + \\ -j \exp j\omega t \left(\cos \frac{\Delta\delta}{2} - \sin \frac{\Delta\delta}{2} \right) - \\ + j \exp j(\omega - 2\Omega)t \left(\cos \frac{\Delta\delta}{2} + \sin \frac{\Delta\delta}{2} \right) \\ - \exp j(\omega - 2\Omega)t \left(\cos \frac{\Delta\delta}{2} + \sin \frac{\Delta\delta}{2} \right) \end{array} \right|; \quad (18)$$

$$L_4 = \frac{E}{\sqrt{2}} \left| \begin{array}{l} \exp j\omega t \left(\cos \frac{\Delta\delta}{2} - \sin \frac{\Delta\delta}{2} \right) \\ - \exp j(\omega - 2\Omega)t \left(\cos \frac{\Delta\delta}{2} + \sin \frac{\Delta\delta}{2} \right) \end{array} \right|. \quad (19)$$

Излучение на выходе преобразователя в этом случае можно описать выражениями

$$\left. \begin{array}{l} e_x = \frac{E}{\sqrt{2}} \exp j\omega t \left(\cos \frac{\Delta\delta}{2} - \sin \frac{\Delta\delta}{2} \right); \\ e_y = -\frac{E}{\sqrt{2}} \exp j(\omega - 2\Omega)t \left(\cos \frac{\Delta\delta}{2} + \sin \frac{\Delta\delta}{2} \right) \end{array} \right\}. \quad (20)$$

Из выражений (18) — (29) видно, что неточность изготовления вращающейся четвертьволновой пластины ведет к изменению амплитуд ортогональных составляющих с частотами ω и $\omega - 2\Omega$.

2. При неточном изготовлении четвертьволновой пластины, преобразующей линейно поляризованное излучение в циркулярно поляризованное, т. е. когда $\delta_1 = \frac{\pi}{2} + \Delta\delta_1$, поляризационные матрицы M_1 , L_2 , M_2 , L_3 , L_4 примут вид

$$M_1 = \left| \begin{array}{cc} \cos \frac{\delta_1}{2} - j \sin \frac{\delta_1}{2} & \\ -j \sin \frac{\delta_1}{2} & \cos \frac{\delta_1}{2} \end{array} \right|;$$

$$L_3 = M_2 L_2 = \frac{E}{2} \left| \begin{array}{c} \exp j\omega t \left(\cos \frac{\Delta\delta_1}{2} - \sin \frac{\Delta_1}{2} \right) + \\ -j \exp j\omega t \left(\cos \frac{\Delta\delta_1}{2} + \sin \frac{\Delta\delta_1}{2} \right) - \\ + \exp j(\omega - 2\Omega)t \cos \frac{\Delta\delta_1}{2} + j \exp j(\omega + 2\Omega)t + \sin \frac{\Delta\delta_1}{2} \\ - \exp j(\omega + 2\Omega)t \cos \frac{\Delta\delta_1}{2} + \exp j(\omega + 2\Omega)t + \sin \frac{\Delta\delta_1}{2} \end{array} \right|; \quad (21)$$

$$L_4 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left| \begin{array}{cc} 1 & j \\ j & 1 \end{array} \right| L_3 = \\ = \frac{E}{\sqrt{2}} \left| \begin{array}{c} \exp j\omega t \cos \frac{\Delta\delta_1}{2} + j \exp j(\omega + 2\Omega)t \sin \frac{\Delta\delta_1}{2} \\ -j \exp j\omega t \cos \frac{\Delta\delta_1}{2} - \exp j(\omega - 2\Omega)t \sin \frac{\Delta\delta_1}{2} \end{array} \right|. \quad (22)$$

Излучение на выходе преобразователя в этом случае можно описать выражениями

$$\left. \begin{aligned} e_x &= \frac{E}{\sqrt{2}} \exp j\omega t \cos \frac{\Delta\delta_1}{2} + \frac{E}{\sqrt{2}} j \exp j(\omega + 2\Omega)t \sin \frac{\Delta\delta_1}{2}; \\ e_y &= -\frac{E}{\sqrt{2}} j \exp j\omega t \cos \frac{\Delta\delta_1}{2} - \frac{E}{\sqrt{2}} \exp j(\omega - 2\Omega)t \sin \frac{\Delta\delta_1}{2} \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

Из выражений (21) — (23) видно, что неточность изготовления четвертьволновой пластины 1 ведет к появлению в излучении составляющей с частотой $\omega + 2\Omega$, совпадающей по поляризации с входным излучением.

3. При неправильной установке пластины 1, т. е. когда $\theta_1 = -\pi/4 + \Delta\theta_1$, поляризационные матрицы M_1 , L_2 , L_3 , L_4 примут вид

$$M_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left| \begin{array}{cc} 1 + j \cos 2\theta_1 & j \sin 2\theta_1 \\ j \sin 2\theta_1 & 1 - j \cos 2\theta_1 \end{array} \right|;$$

$$L_2 = \frac{E}{\sqrt{2}} \exp j\omega t \left| \begin{array}{c} 1 + j \cos 2\theta_1 \\ j \sin 2\theta_1 \end{array} \right|;$$

$$L_3 = \frac{E}{\sqrt{2}} \left| \begin{array}{c} \exp j\omega t + \cos 2\theta_1 j \exp j\omega t - \frac{1}{2} \exp j(\omega - 2\Omega)t (\cos 2\theta_1 + \\ j \exp j\omega t \sin 2\theta_1 - \frac{1}{2} \exp j(\omega - 2\Omega)t (j \cos 2\theta_1 - \sin 2\theta_1 + \end{array} \right|$$

$$\left. \begin{aligned} &+ j \sin 2\theta_1 - j) - \frac{1}{2} \exp j(\omega + 2\Omega)t (\cos 2\theta_1 - j \sin 2\theta_1 - j) \\ &+ 1) - \frac{1}{2} \exp j(\omega + 2\Omega)t (j \cos 2\theta_1 - \sin 2\theta_1 - 1) \end{aligned} \right|; \quad (24)$$

$$\begin{aligned} L_4 = \frac{E}{2\sqrt{2}} & \left| \begin{aligned} &\exp j\omega t (1 + j \sin 2\Delta\theta_1 + \cos 2\Delta\theta_1) - \\ &\exp j\omega t (j - \sin 2\Delta\theta_1 - j \cos 2\Delta\theta_1) - \\ &- \exp j(\omega + 2\Omega)t (\sin 2\Delta\theta_1 - j \cos 2\Delta\theta_1 - j) \\ &- \exp j(\omega - 2\Omega)t (j \sin 2\Delta\theta_1 + \cos 2\Delta\theta_1 + 1) \end{aligned} \right|. \quad (25) \end{aligned}$$

Излучение на выходе преобразователя в этом случае можно описать выражениями

$$\begin{aligned} e_x &= \frac{E}{2\sqrt{2}} [\exp j\omega t (1 + j \sin 2\Delta\theta_1 + \cos 2\Delta\theta_1) - \\ &- \exp j(\omega + 2\Omega)t (\sin 2\Delta\theta_1 - j \cos 2\Delta\theta_1 - j)]; \\ e_y &= \frac{E}{2\sqrt{2}} [\exp j\omega t (j - \sin 2\Delta\theta_1 - j \cos 2\Delta\theta_1) - \\ &- \exp j(\omega - 2\Omega)t (j \sin 2\Delta\theta_1 + \cos 2\Delta\theta_1 + 1)]. \quad (26) \end{aligned}$$

Из выражения (24) — (26) видно, что неточная установка пластин ведет к появлению нежелательных компонент в обоих составляющих излучения. Как показали исследования, неточности изготовления и установки фазовых пластин ведут к искажению выходного сигнала преобразователя, а также к появлению в нем паразитных частотных составляющих. Влияние рассмотренных выше факторов показано на рис. 20.

Устройство преобразования одночастотного когерентного излучения в двухчастотное, основанное на прохождении линейно поляризованного излучения через вращающуюся фазовую пластину, показано на рис. 21. Когерентное излучение $e_x = \exp j\omega t$ направляется на вращающуюся с угловой скоростью Ω полуволновую пластину l . Поляризационная матрица M_1 описывается в этом случае выражением (9). Поляризационная матрица излучения на выходе вращающейся пластины

$$\begin{aligned} L_2 = M_1 L_1 = \frac{E}{2} & \left| \begin{aligned} &2 \exp j\omega t \cos \frac{\delta}{2} + j \exp j(\omega + 2\Omega)t \sin \frac{\delta}{2} + \\ &\exp j(\omega + 2\Omega)t \sin \frac{\delta}{2} - \\ &+ j \exp j(\omega - 2\Omega)t \sin \frac{\delta}{2} \\ &- \exp j(\omega - 2\Omega)t \sin \frac{\delta}{2} \end{aligned} \right|. \end{aligned}$$

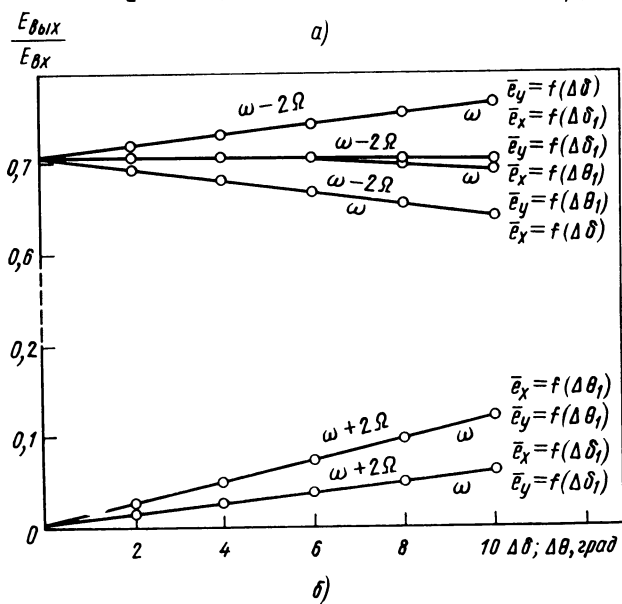
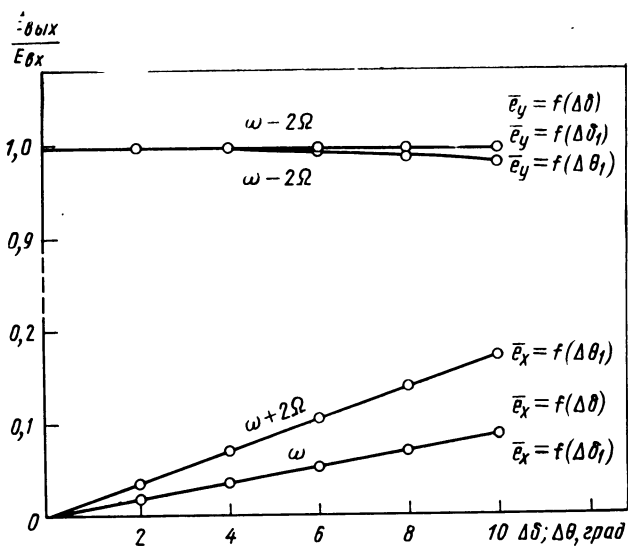


Рис. 20. Амплитудные и частотные искажения выходного сигнала, вызываемые неточностью изготовления и установки элементов: а — для вращающейся полуволновой пластины; б — для вращающейся четвертьволновой пластины

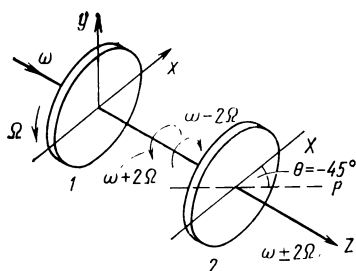


Рис. 21. Преобразователь линейно-поляризованного излучения с вращающейся фазовой пластиной

На выходе четвертьволновой пластины 2 в этом случае получим две составляющие:

$$\left. \begin{aligned} e_x &= \frac{E}{\sqrt{2}} \left[\cos \frac{\delta}{2} \exp j\omega t + j \exp j(\omega + 2\Omega)t \sin \frac{\delta}{2} \right]; \\ e_y &= \frac{E}{\sqrt{2}} \left[j \cos \frac{\delta}{2} \exp j\omega t - \exp j(\omega - 2\Omega)t \sin \frac{\delta}{2} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

Для идеальной полуволновой пластины $\delta = \pi$ и

$$\left. \begin{aligned} e_x &= \frac{E}{\sqrt{2}} j \exp j(\omega + 2\Omega)t; \\ e_y &= \frac{E}{\sqrt{2}} \exp j(\omega - 2\Omega)t. \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

При неточном изготовлении полуволновой пластины, т. е. при $\delta = \pi + \Delta\delta$, выражение (27) примет вид

$$\left. \begin{aligned} e_x &= \frac{E}{\sqrt{2}} \left[-\sin \frac{\Delta\delta}{2} \exp j\omega t + j \exp j(\omega + 2\Omega)t \cos \frac{\Delta\delta}{2} \right]; \\ e_y &= \frac{E}{\sqrt{2}} \left[-j \sin \frac{\Delta\delta}{2} \exp j\omega t - \exp j(\omega - 2\Omega)t \cos \frac{\Delta\delta}{2} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

Из выражений (27) — (29) видно, что при $\delta = \pi$ на выходе имеются две ортогональные составляющие с частотами $\omega + 2\Omega$ и $\omega - 2\Omega$. При отклонении δ на $\Delta\delta$ в обеих составляющих появляются компоненты с частотой ω . При этом амплитуды компонент с частотами $\omega + 2\Omega$ и $\omega - 2\Omega$ уменьшаются, а амплитуды компонент с частотой ω возрастают с ростом неточности изготовления вращающейся полуволновой пластины (рис. 22).

Достоинства устройств с механическим вращением полуволновой пластины — высокий КПД и простота конструкции, а недостатки — малая стабильность и величина частоты преобразования (до 2—3 кГц). Устройство, показанное на рис. 19, с вращающейся пластиной $\lambda/2$ используют для преобразования частоты излучения в одном из плеч интерферометра. Устройство (рис. 21) применяют для обеспечения двухчастотного режима работы, располагая его между источником излучения и интерферометром.

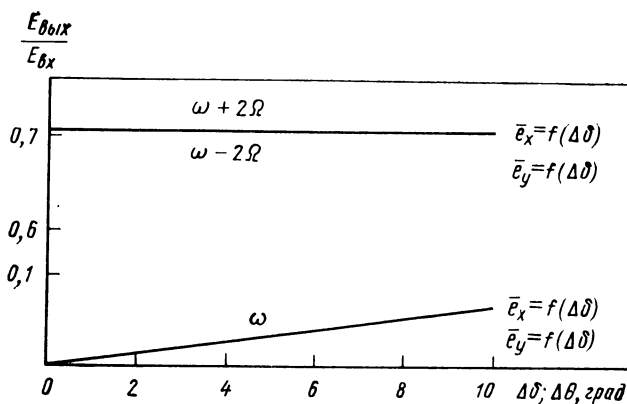


Рис. 22. Амплитудные и частотные искажения выходного сигнала, вызываемые неточностью изготовления элементов преобразователя линейно-поляризованного излучения

Электрооптические преобразователи одночастотного когерентного излучения. Рассмотрим прохождение циркулярно-поляризованного излучения через кристалл ниобата лития, помещенного во вращающееся электрическое поле (рис. 23). Излучение в кристалле распространяется вдоль оптической оси. Если к кристаллу приложены напряжения U_x и U_y , то излучение разделится на две составляющие: вдоль наведенных x' и y' , повернутых относительно главных осей на угол θ . Показатели преломления вдоль осей x и y в этом случае можно записать в виде

$$n_{x'} = n_0 + \frac{1}{2} n_0^3 r_{22} \sqrt{E_x^2 + E_y^2};$$

$$n_{y'} = n_0 - \frac{1}{2} n_0^3 r_{22} \sqrt{E_x^2 + E_y^2}.$$

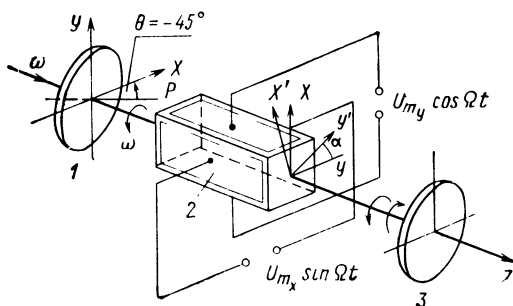


Рис. 23. Электрооптический преобразователь частоты излучения

Сдвиг фаз между составляющими света с направлением поляризации вдоль осей x' и y' после прохождения через кристалл длиной l и толщиной d [34]:

$$\delta = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_{x'} - n_{y'}) = \frac{2\pi l}{\lambda d} n_0^3 r_{22} \sqrt{U_x^2 + U_y^2} = K_1 \sqrt{U_x^2 + U_y^2}. \quad (30)$$

Если $U_x = U_{mx} \sin \Omega t$, $U_y = U_{my} \cos \Omega t$ и $U_{mx} = U_{my} = U$, то $\delta = K_1 U$.

Таким образом, кристалл, помещенный во вращающееся электрическое поле, эквивалентен вращающейся фазовой пластине с фазовым сдвигом, пропорциональным амплитуде приложенного к кристаллу напряжения.

В электрооптическом устройстве преобразования одночастотного излучения в двухчастотное, основанном на прохождении циркулярно поляризованного излучения через кристалл LiNbO_3 , линейно поляризованное излучение $e_x = E \exp j\omega t$ проходит через четвертьволновую пластину 1, установленную под углом $\theta_1 = 45^\circ$, и кристалл 2, в котором электродами наводится вращающееся электрическое поле. Поляризационная матрица излучения согласно выражению (10) для фазовой пластины с учетом $2\theta = \Omega$

$$L = \frac{E}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} \exp j\omega t \cos \frac{\delta}{2} + j \exp (\omega - \Omega) t \sin \frac{\delta}{2} \\ -j \exp j\omega t \cos \frac{\delta}{2} - \exp j(\omega - \Omega) t \sin \frac{\delta}{2} \end{vmatrix}.$$

Возможны два варианта работы. При напряжении на кристалле, соответствующем полуволновому запаздыванию;

$$L = \frac{E}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} j \exp j(\omega - \Omega) t \\ -\exp j(\omega - \Omega) t \end{vmatrix},$$

и на выходе четвертьволновой пластины 3 (рис. 23) излучение имеет вид

$$e_y = -E \exp j(\omega - \Omega) t.$$

При напряжении на кристалле, соответствующем четвертьволновому запаздыванию $\left(\delta = \frac{\pi}{2}\right)$, излучение на выходе кристалла имеет вид

$$L = \frac{E}{2} \begin{vmatrix} \exp j\omega t + j \exp j(\omega - \Omega) t \\ j \exp j\omega t - \exp j(\omega - \Omega) t \end{vmatrix}, \quad (31)$$

и на выходе четвертьволновой пластины 3 будут присутствовать две ортогональные составляющие с частотой $\omega - \Omega$ и ω :

$$e_x = \frac{E}{\sqrt{2}} \exp j\omega t;$$

$$e_y = \frac{E}{\sqrt{2}} \exp j(\omega - \Omega) t.$$

Влияние неточности изготовления четвертьволновой пластины 1 и неправильной ее установки можно описать соответственно для первого случая выражениями (15) и (16), а для второго выражениями (23) и (25) с заменой 2Ω на Ω , а при отклонении от полу-волнового сдвига выражениями (12), (13) и (18), (20).

В электрооптическом устройстве преобразования одночастотного излучения в двухчастотное, основанном на прохождении линейно поляризованного излучения через кристалл LiNbO_3 , при направлении линейно поляризованного излучения на кристалл ниобата лития, помещенный во вращающееся электрическое поле, на выходе кристалла [при замене $2\theta = \Omega$ в выражении (27)], получим

$$L = \frac{E}{2} \left| \begin{array}{l} 2 \exp j\omega t \cos \frac{\delta}{2} + j \exp j(\omega + \Omega) t \sin \frac{\delta}{2} + \\ \exp j(\omega + \Omega) t \sin \frac{\delta}{2} - \\ + j \exp j(\omega - \Omega) t \sin \frac{\delta}{2} - \\ - \exp j(\omega - \Omega) t \sin \frac{\delta}{2} \end{array} \right|. \quad (32)$$

Из выражения (32) видно, что на выходе кристалла появляются линейно поляризованная составляющая с частотой ω и две циркуляционно-поляризованные ортогональные составляющие с частотой $\omega + \Omega$ и $\omega - \Omega$.

На выходе четвертьволновой пластины при $\delta = \pi$ получим две ортогональные линейно поляризованные составляющие:

$$e_x = \frac{E}{\sqrt{2}} j \exp j(\omega + \Omega) t;$$

$$e_y = -\frac{E}{\sqrt{2}} \exp j(\omega - \Omega) t.$$

При отклонении от полуволнового сдвига, т. е. когда $\delta = \pi + \Delta\delta$, получим выражение, соответствующее выражению (29) с заменой 2Ω на Ω .

На работу электрооптических устройств сдвига частоты могут влиять значения амплитуд питающего напряжения и сдвиг фаз между ними. Запишем выражение (30) в виде

$$\delta = K_1 U_0 \sqrt{\xi_x^2 \sin^2 \Omega t + \xi_y^2 \sin^2 (\Omega t + \varphi)},$$

где $\xi_x = U_x/U$; $\xi_y = U_y/U$; φ — фазовый сдвиг; U_0 — напряжение, необходимое для создания полу-волнового или четвертьволнового сдвига в кристалле.

При отклонениях значения амплитуд питающих напряжений U_x и U_y и сдвиге фаз между ними величина $\Delta\delta$ определяется выражением

$$\begin{aligned} \Delta\delta = & \frac{K_1 U_0 \xi_y \sin 2\Omega t \Delta\varphi}{2 \sqrt{\xi_x^2 \sin^2 \Omega t + \xi_y^2 \cos^2 \Omega t}} + \\ & + \frac{K_1 U_0 \xi_x \sin^2 \Omega t}{\sqrt{\xi_x^2 \sin^2 \Omega t + \xi_y^2 \cos^2 \Omega t}} \times \\ & \times \Delta\xi_x + \frac{K_1 U_0 \xi_y \cos^2 \Omega t}{\sqrt{\xi_x^2 \sin^2 \Omega t + \xi_y^2 \cos^2 \Omega t}} \Delta\xi_y. \end{aligned}$$

Как показали исследования, отклонения амплитуд питающих напряжений и сдвиг фаз между ними вызывают значительные изменения спектрального состава выходного излучения преобразователя.

К недостаткам электрооптических преобразователей следует отнести сложность получения частотных сдвигов когерентного излучения в МГц-диапазоне, ограниченность входной аппаратуры преобразователя, а также неравномерность частотной характеристики, которая приводит к резкому уменьшению глубины модуляции лазерного излучения на некоторых частотах.

Акустико-оптические преобразователи одночастотного когерентного излучения. Преобразование одночастотного лазерного излучения с помощью акустического преобразователя [34, 35, 40, 41, 43] основано на явлении дифракции света на ультразвуковых волнах и заключается в том, что акустические волны, распространяющиеся в оптически прозрачной среде, действуют на проходящее одночастотное когерентное излучение подобно фазовой дифракционной решетке. В прозрачной среде модулятора 1 (рис. 24) с помощью пьезоизлучателя 2, возбуждаемого от генератора 3, на частоте f возбужда-

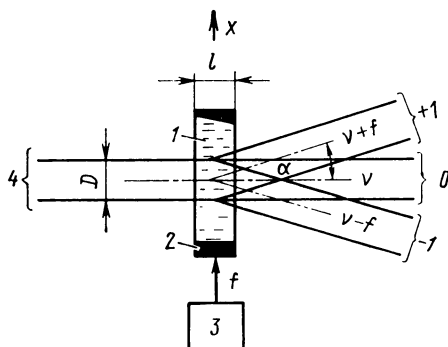


Рис. 24. Акустико-оптический преобразователь частоты излучения

ется бегущая ультразвуковая волна. Распределение показателя преломления среды, создаваемое волной, имеет вид

$$\Delta n_x = n_0 + \Delta n_0 \cos \left(\frac{2\pi}{\Lambda} x - \Omega t \right),$$

где n_0 — показатель преломления среды, не возмущенной звуком, Δn_0 — амплитуда изменения показателя преломления; $2\pi/\Lambda$ — волновое число звука; Λ — длина звуковой волны; $\Omega = 2\pi f$ — круговая частота звуковой волны.

Одночастотное когерентное излучение 4 при прохождении через ультразвуковую волну модулируется по фазе, и для плоской ультразвуковой волны функция пропускания модулятора 1 имеет вид

$$F(x) = \exp \left\{ -j \frac{2\pi}{\Lambda} n_0 l \right\} \exp \left\{ -j \frac{2\pi}{\Lambda} \Delta n_0 l \cos \left(\frac{2\pi}{\Lambda} x - \Omega t \right) \right\}.$$

Пренебрегая постоянным фазовым сдвигом, получим

$$F(x) = \exp \left\{ -j \delta_\phi \cos \left(\frac{2\pi}{\Lambda} x - \Omega t \right) \right\},$$

где $\delta_\phi = (2\pi/\Lambda) \Delta n_0 l$ — амплитуда фазовой модуляции излучения; l — глубина звукового поля.

При прохождении через модулятор когерентного излучения

$$e_0 = E_0 \exp(-j\omega t)$$

на выходе модулятора будем иметь

$$e_{\text{вых}} = e_0 F(x),$$

где E_0 — амплитуда электрического вектора излучения; ω — круговая частота колебаний излучения ($\omega = 2\pi\nu$).

Угловой спектр поля $e_{\text{вых}}$ определяется как преобразование Фурье функции пропускания $F(x)$:

$$S(u) = E_0 \exp(-j\omega t) \int_{-\infty}^{\infty} F(x) \exp(-j2\pi u x) dx, \quad (33)$$

где u — пространственная частота ($u = \sin \alpha / \Lambda$); α — угловая координата. Выражение для спектра при бесконечной апертуре будет иметь вид

$$\begin{aligned} S_0(u) &= E_0 \exp \{ -j(\omega + m\Omega) t \} \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(\delta_\phi) (-j)^m \times \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left\{ -j2\pi \left(u - m \frac{1}{\Lambda} \right) x \right\} dx = \sum_{m=-\infty}^{\infty} E_0 \exp \{ -j(\omega + m\Omega) t \} \times \\ &\times J_m(\delta_\phi) (-j)^m \delta \left(u - m \frac{1}{\Lambda} \right) = E_0 \sum_{m=-\infty}^{\infty} \exp \{ -j(\omega + m\Omega) t \} \times \\ &\times J_m(\delta_\phi) (-j)^m \delta \left[\frac{1}{\Lambda} \left(\sin \alpha - m \frac{\lambda}{\Lambda} \right) \right], \end{aligned} \quad (34)$$

где $J_m(\delta_\Phi)$ — бesselева функция 1-го рода m -го порядка, $\delta_\Phi = m \lambda / \Lambda$ — дельта-функция, $m=0, \pm 1, 2, 3, \dots$ — номер дифракционного порядка.

Если апертуру входного излучения ограничить величиной D , т. е.

$$\epsilon_0 = E_0 \exp(-j\omega t) \operatorname{rect}\left(\frac{x}{D}\right),$$

$$\operatorname{rect}\left(\frac{x}{D}\right) = \begin{cases} 1 & \text{при } |x| \leq \frac{D}{2} \\ 0 & \text{при } |x| > \frac{D}{2} \end{cases},$$

то угловой спектр будет описываться сверткой спектра $S_0(u)$ с Фурье преобразованием функции $\operatorname{rect}\left(\frac{x}{B}\right)$:

$$S(u) = A_0(u) \otimes F\left\{\operatorname{rect}\left(\frac{x}{D}\right)\right\} = E_0 D \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(\delta_\Phi) (-j)^m \times \\ \times \exp\{-j(\omega + m\Omega)t\} \sin c\left[D\left(u - m \frac{1}{\Lambda}\right)\right], \quad (35)$$

где

$$\sin c\left[D\left(u - m \frac{1}{\Lambda}\right)\right] = F\left\{\operatorname{rect}\left(\frac{x}{D}\right)\right\} = \frac{\sin\left[\frac{\pi D}{\lambda}\left(\sin \alpha - m \frac{\lambda}{\Lambda}\right)\right]}{\frac{\pi D}{\lambda}\left(\sin \alpha - m \frac{\lambda}{\Lambda}\right)},$$

а знак \otimes — операция свертки.

Из выражений (34) и (35) следует, что угловой спектр представляет собой набор составляющих когерентного излучения, распространяющихся под различными углами. Эти составляющие являются порядками дифракционного спектра, максимумы которых направлены под углами α_m , соответствующими известному условию для дифракционных решений $\sin \alpha_m = m\lambda/\Lambda$. Частота в каждом дифракционном порядке имеет сдвиг относительно частоты входного когерентного излучения на величину, кратную ультразвуковой частоте, $\omega_m = \omega + m\Omega$. Частотные сдвиги в порядках кратны частоте ультразвукового генератора. В общем случае выражение (34) для спектра содержит несколько дифракционных порядков, интенсивность которых убывает пропорционально

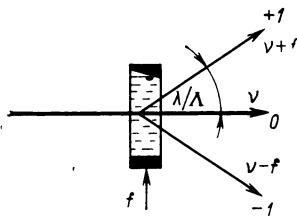


Рис. 25. Дифракционный спектр 0 ± 1 -го порядков

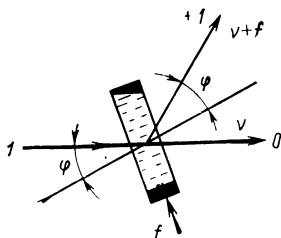


Рис. 26. Дифракционный спектр +1-го порядка

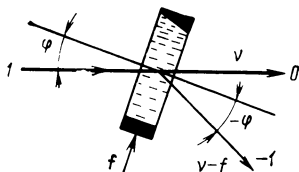


Рис. 27. Дифракционный спектр -1-го порядка

$I_m^2(\delta_\Phi)$. Так как интенсивность звука в модуляторе мала ($\delta_\Phi \ll 0,1$), дифракционными порядками выше 1-го можно пренебречь. Тогда дифракционный спектр с достаточным приближением представляется тремя составляющими когерентного излучения 0 и ± 1 -го порядков (рис. 25):

$$\left. \begin{aligned} e_{(0)} &= E_0 J_0(\delta_\Phi) \exp \{-j\omega t\}; \\ e_{(1)} &= -jE_0 J_1(\delta_\Phi) \exp \{-j(\omega + \Omega)t\}; \\ e_{(-1)} &= -jE_0 J_1(\delta_\Phi) \exp \{-j(\omega - \Omega)t\}. \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

Спектр (36) симметричен и соответствует рамановской дифракции света на ультразвуке, для которой удовлетворяется условие $l < \Lambda^2/\lambda$. С повышением ультразвуковой частоты это условие нарушается, и спектр становится асимметричным, приближаясь к картине брэгговской дифракции. В этом случае входное когерентное излучение l составляет угол $\varphi_B = \lambda/2\Lambda$ с фронтом акустической волны в модуляторе, и в зависимости от знака угла φ_B дифрагирует в +1 (рис. 26) и в -1 порядки (рис. 27). В обоих случаях дифрагированное излучение составляет угол $\theta\lambda/\Lambda$ с направлением входного излучения и имеет смещенную оптическую частоту $\omega_{\pm 1} \pm l = \omega \pm \Omega$. Таким образом, дифракция когерентного излучения на ультразвуке обеспечивает получение на выходе акустико-оптического модулятора когерентных составляющих излучения со сдвигом частоты.

Достоинством акустико-оптических модуляторов является то, что апертура входного когерентного излучения практически ничем не ограничена. Это позволяет при использовании коллиматоров уменьшить влияние расходимости излучения лазера. Несмотря на то, что величины управляющих напряжений и мощностей у акустико-оптических модуляторов, как правило, ниже, чем у электрооптических, в эксплуатации они менее стабильны и надежны.

Преобразование одночастотного лазерного излучения в двухчастотное с помощью внутренней модуляции лазера. Такое преобразование можно осуществлять, используя эффект Зеемана (расщепление лазерного излучения в магнитном поле). Получение этого эффекта достигается созданием продольного магнитного поля в одночастотном He—Ne-лазере с внутренними зеркалами с помощью постоянных магнитов или соленоида. Как известно, в магнитном поле атомный уровень, характеризуемый квантовым числом полного мо-

мента i , расщепляется на $2i+1$ подуровней, отличающихся значениями магнитного квантового числа (рис. 28, а). Энергетическое расстояние между соседними подуровнями равно $g'\mu_0 H$, где μ_0 — магнетон Бора [9, 11]; линия усиления излучения He—Ne-лазера в отсутствие магнитного поля представляет собой доплеровский контур с центром на частоте перехода f_0 и с шириной, определяемой длиной волны перехода и тепловой скоростью атомов.

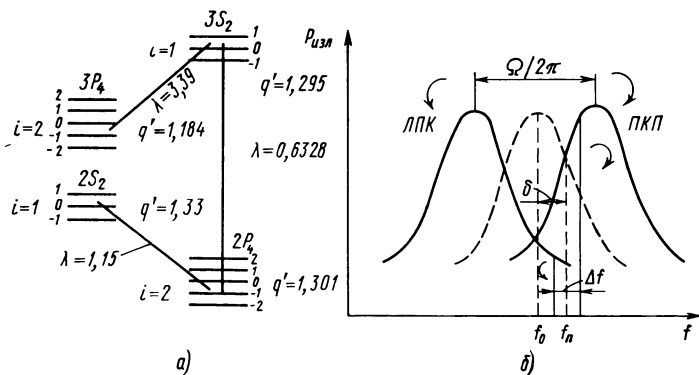


Рис. 28. Преобразование лазерного излучения с помощью эффекта Зеемана:

а — диаграмма зеемановского расщепления уровней; б — влияние продольного магнитного поля на характеристику выходной мощности

В магнитном поле линия усиления излучения He—Ne-лазера расщепляется на несколько компонент. В частности, в продольном магнитном поле для перехода $i_1=1 \rightarrow i_2=2$ доплеровский контур расщепляется на шесть компонент: три из них усиливают излучения с правой круговой поляризацией и три — с левой круговой поляризацией. При этом, если g' -факторы верхнего и нижнего рабочих уровней для основных линий He—Ne-лазера пренебрежимо мало отличаются друг от друга, то линия усиления излучения в продольном магнитном поле расщепляется всего на две компоненты, соответствующие усилению излучения с правой и левой круговой поляризациями (рис. 28, б). Таким образом, генерация возникает на частоте f_k при

$$f_k = (f_0 \Delta f_n + f_n \Delta f_0) / (\Delta f_0 + f_n).$$

Если собственная частота резонатора не совпадает с атомной частотой $\Delta f_n < \Delta f_0$, то частота колебаний при генерации сдвигается от f_n к центру атомной линии. При этом

$$\left. \begin{aligned} f_k^+ &= f_n + (f_0^+ - f_n) \frac{\Delta f_n}{\Delta f_0^+}; \\ f_k^- &= f_n + (f_0^- - f_n) \frac{\Delta f_n}{\Delta f_0^-}. \end{aligned} \right\} \quad (37)$$

Как видно из выражений (37), сдвиг в линейном приближении пропорционален расстройке резонатора и отношению ширины полосы пропускания резонатора $\Delta f_n = f_n/Q$ к ширине атомной линии. В продольном магнитном поле максимумы коэффициентов усиления для правой и левой поляризации раздвинуты на величину Ω . Усиление света с правой круговой поляризацией отличается от усиления с левой круговой поляризацией во всех случаях, когда собственная частота резонанса f_n смещена от центра нерасщепленной кривой усиления излучения He—Ne-лазера. В присутствии магнитного поля аксиальная мода расщепляется на компоненты с разностной частотой между ними Δf , которая из-за эффекта затягивания частоты примерно в 10^3 раз меньше, чем расстояние Ω между линиями зеемановского расщепления. Частотное расщепление Δf зависит от величины приложенного магнитного поля и добротности резонанса. Поле, создаваемое с помощью соленоида, позволяет получить частотное расщепление от 300 до 500 КГц.

При использовании постоянных магнитов частотное расщепление можно увеличить до 2 МГц.

3. ДВУХЧАСТОТНЫЕ ИСТОЧНИКИ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВНЕШНИМ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИМ ПРЕОБРАЗОВАНИЕМ ОДНОЧАСТОТНОГО КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ДВУХЧАСТОТНОЕ И ПОГРЕШНОСТИ ИХ РАБОТЫ

Оптическая часть двухчастотного источника когерентного излучения, нашедшего применение [13] в двухчастотном интерферометре, приведена на рис. 29.

Оптическая часть двухчастотного источника когерентного излучения состоит из одночастотного лазера 1, кругового поляризатора 2, кристалла ниобата лития 3, и четвертьволновой фазовой пластинки 4. Электрическое поле в первой половине кристалла направлено вдоль оси y и наведенные оси совпадают с осями x' и y' . В другой половине кристалла электрическое поле направлено вдоль оси x и наведенные оси повернуты относительно кристаллографических осей x и y на угол $\alpha = 45^\circ$.

Модулирующие направления, создающие поля вдоль осей x и y , сдвинуты по фазе на $\pi/2$. После прохождения через круговой

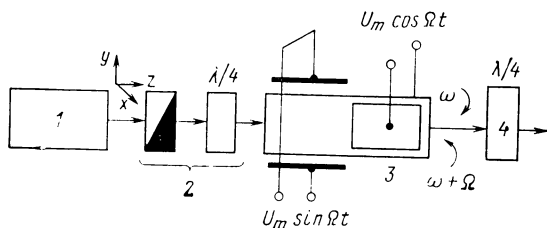


Рис. 29. Источник когерентного излучения с внешним электрооптическим преобразователем

поляризатор 2 линейно поляризованное излучение $E \exp j\omega t$ преобразуется в циркулярно-поляризованное с ортогональными компонентами:

$$\left. \begin{aligned} e_x &= (E/\sqrt{2}) \exp j\omega t; \\ e_y &= (E/\sqrt{2}) j \exp j\omega t. \end{aligned} \right\} \quad (38)$$

Электрическое поле, направленное вдоль оси y , изменяет фазу составляющих электрического вектора излучения (38) пропорционально модулирующему напряжению $U_m \sin \Omega t$, подаваемому на кристалл:

$$\begin{aligned} e_x &= (E/\sqrt{2}) \exp j(\omega t + \delta_1); \\ e_y &= (E/\sqrt{2}) j \exp j(\omega t - \delta_1), \end{aligned}$$

где E — амплитуда электрического вектора излучения; $\delta_1 = \frac{\pi l}{2\lambda d} \times$
 $\times r_{22} n_0^3 U_m \sin \Omega t$; $\frac{l}{2d}$ — отношение половины длины кристалла к его ширине; r_{22} — электрооптический коэффициент; n_0 — показатель преломления.

Составляющие излучения на выходе кристалла 3 имеют вид

$$\left. \begin{aligned} e_x &= (E/\sqrt{2}) \exp j\omega t (\cos \delta_2 \exp j\delta_1 + \sin \delta_2 \exp -j\delta_1); \\ e_y &= (E/\sqrt{2}) \exp j\omega t (j \sin \delta_2 \exp j\delta_1 - j \cos \delta_2 \exp -j\delta_1), \end{aligned} \right\} \quad (39)$$

где $\delta_2 = (\pi l / 2\lambda) r_{22} n_0^3 U_m \cos \Omega t$; $U_m \cos \Omega t$ — модулирующее напряжение создающее электрическое поле, направленное вдоль оси x . Обозначая $\delta_1 + \delta_2 = X \sin \xi$, $\delta_1 - \delta_2 = X \cos \xi$, где $\xi = \Omega t + \frac{\pi}{4}$, $X = (\sqrt{2} \pi l / 2\lambda d) \times$
 $\times n_0^3 r_{22} U_m$, и подставляя в выражения (39), после преобразований получим

$$\begin{aligned} e_x &= (E/2 \sqrt{2}) \exp j\omega t [\exp \{jX \sin \xi\} + \exp \{-jX \cos \xi\} + \\ &+ j \exp \{-jX \sin \xi\} - j \exp \{jX \cos \xi\}]; \\ e_y &= (E/2 \sqrt{2}) \exp j\omega t [\exp \{jX \sin \xi\} - \exp \{-jX \cos \xi\} - \\ &- j \exp \{jX \cos \xi\} - j \exp \{jX \sin \xi\}]. \end{aligned} \quad (40)$$

Разлагая их в ряд Фурье, имеем

$$\begin{aligned}
e_{x'} = (E/2\sqrt{2}) & \left\{ J_0(X) + \left[2 \sum_{m=1}^{\infty} J_{2m}(X) \cos 2m\xi + 2J_0(X) + \right. \right. \\
& + 2 \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^m J_{2m}(X) \cos 2m\xi + 2 \sum_{m=0}^{\infty} J_{2m+1}(X) \sin (2m + \\
& \left. + 1) \xi + 2 \sum_{m=0}^{\infty} J_{2m+1}(X) (-1)^m \cos (2m + 1) \xi \right] \cos \omega t + \\
& + 2 \sum_{m=1}^{\infty} J_{2m}(X) \cos 2m\xi - 2 \sum_{m=0}^{\infty} J_{2m+1}(X) \sin (2m + 1) \xi - \\
& \left. - 2 \sum_{m=0}^{\infty} J_{2m}(X) \cos 2m\xi + 2 \sum_{m=0}^{\infty} J_{2m+1}(X) \cos (2m+1)\xi \right] \sin \omega t \Big\}; \\
e_{y'} = E/2\sqrt{2} & \left\{ \left[2 \sum_{m=1}^{\infty} J_{2m}(X) \cos 2m\xi + 2 \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m J_{2m+1}(X) \times \right. \right. \\
& \times (X) \cos (2m + 1) \xi - 2 \sum_{m=0}^{\infty} J_{2m+1}(X) \sin (2m + 1) \xi - \\
& \left. - 2 \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^m J_{2m}(X) \cos 2m\xi \right] \cos \omega t + \left[2J_0(X) + \right. \\
& + 2 \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^m J_{2m}(X) \cos 2m\xi - \sum_{m=0}^{\infty} J_{2m+1}(X) \sin (2m + 1) \xi + \\
& + 2 \sum_{m=1}^{\infty} J_{2m}(X) \cos 2m\xi - 2 \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m \times \\
& \left. \times J_{2m+1}(X) \cos (2m + 1) \xi \right] \sin \omega t \Big\}, \quad (41)
\end{aligned}$$

где J_m — бesselова функция первого рода m -го порядка. После подстановки $\xi = \Omega t + \frac{\pi}{4}$ в выражения (41) и преобразований получим

$$\begin{aligned}
e_{x_2} = (E/\sqrt{2}) & \left\{ J_0(X) \exp j\omega t + \sqrt{2} J_1(X) \exp j(\omega + \Omega)t + \right. \\
& + J_2(X) \exp j(\omega - 2\Omega)t + J_2(X) \exp j(\omega + 2\Omega)t + \\
& \left. + \sqrt{2} J_3(X) \exp j(\omega - 3\Omega)t + \dots \right\}; \\
e_{y_2} = (E/\sqrt{2}) & \left\{ -J_0(X) j \exp j\omega t + \sqrt{2} J_1(X) j \exp j(\omega + \Omega)t - \right. \\
& + J_2(X) \exp j(\omega - 2\Omega)t - J_2(X) j \exp j(\omega + 2\Omega)t + \\
& \left. + \sqrt{2} J_3(X) \exp j(\omega - 3\Omega)t + \dots \right\}. \quad (42)
\end{aligned}$$

Из выражений (42) видно, что одночастотное когерентное излучение после прохождения кристалла ниобата лития 3 состоит из суммы лево и правополяризованных компонент. В левополяризован-

ном излучении содержатся компоненты частот $\omega \pm 2m\Omega$, где $m = 0, 1, 2, \dots$. Амплитуды этих компонент равны $(E/\sqrt{2}) J_{2m}(X)$. Правополяризованное излучение содержит компоненты частот $\omega + \Omega$, $\omega - 3\Omega$, $\omega + 5\Omega$ и т. д. с амплитудами $EJ_1(X)$, $EJ_3(X)$ и т. д. Для получения линейно-поляризованного излучения лево и правополяризованные компоненты излучения, описываемые выражением (42), необходимо пропустить через четвертьволновую фазовую пластинку 4 с азимутом оси наибольшей скорости 45° , матрица которой $1/\sqrt{2} \begin{pmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{pmatrix}$.

Таким образом, после выполнения преобразований $\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} e_{x^*} \\ e_{y^*} \end{pmatrix}$ составляющие выходного излучения электрооптического преобразователя примут вид

$$\begin{aligned} e_x &= EJ_0(X) \exp j\omega t + EJ_2(X) \exp j(\omega - 2\Omega)t + \\ &\quad + EJ_2(X) \exp j(\omega + 2\Omega)t + \dots \\ e_y &= \sqrt{2} EJ_1(X) j \exp j(\omega + \Omega)t + \sqrt{2} EJ_3(X) \times \\ &\quad \times j \exp j(\omega - 3\Omega)t + \dots \end{aligned}$$

На рис. 30 приведены зависимости отношений амплитуд спектральных составляющих выходного сигнала электрооптического преобразователя $E_{\text{вых}}$ к амплитуде входного светового сигнала $E_{\text{вх}}$ от аргумента бесселевой функции X . Из рис. 30 видно, что различным аргументам бесселевой функции X соответствуют различные соотношения между спектральными составляющими. Оптимальным условием формирования двух когерентных световых волн различной частоты

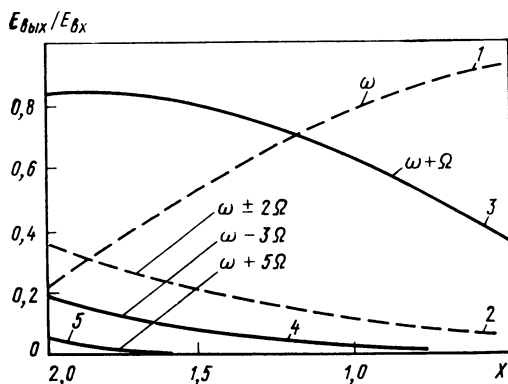


Рис. 30. Зависимость отношений амплитуд спектральных составляющих выходного и входного сигналов от аргумента бесселевой функции:

1, 2 — спектральные составляющие по оси X ; 3, 4, 5 — спектральные составляющие по оси Y

ω и $\omega + \Omega$ является равенство аргумента бесселевой функции $X = 1,18$. При этом значении аргумента бесселевой функции амплитуды составляющих когерентного излучения с частотами ω и $\omega + \Omega$ становятся равными, а амплитуды паразитных спектральных составляющих с частотами $\omega \pm 2\Omega$ и $\omega - 3\Omega$ составляют от них соответственно 21% и 4,4%. Для осуществления равенства $X = 1,18$ на кристалл ниобата лития необходимо подавать модулирующие напряжения с определенной амплитудой, величина которой для кристаллов с различным отношением l/d будет различна: $U_m = 0,53 \lambda d / n_0^3 r_{22} l$. На рис. 31 приведены кривые, с помощью которых определяют оптимальное значение амплитуды модулирующих напряже-

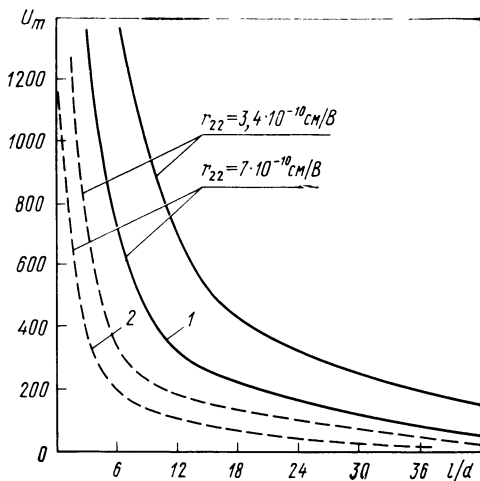


Рис. 31. Графики нахождения оптимальных значений амплитуд модулирующих напряжений

ний U_m (соответствующих равенству аргумента бесселевой функции $X = 1,18$) для кристаллов ниобата лития с различным отношением l/d . Последнее можно производить для когерентного излучения, подаваемого на вход электрооптического преобразователя с длиной волны $\lambda = 0,6328$ мкм. Как видно из рис. 31, чем больше величина отношения l/d кристалла ниобата лития, тем меньше должны быть амплитуды модулирующих напряжений, подаваемых на кристалл, при которых осуществляется наилучшее соотношение амплитуд в сформированных электрооптическим преобразователем двух когерентных световых волн различной частоты ω и $\omega + \Omega$. Так, например, если применять в электрооптическом преобразователе кристалл ниобата лития длиной 30 мм, шириной 1 мм и с электрооптическим коэффициентом $r_{22} = 7 \cdot 10^{-10}$ см/В (кривая 1), то для формирования двух когерентных световых волн с равными амплитудами необходимо к кристаллу приложить модулирующие напряжения с амплитудой $U_m = 130$ В.

В результате отклонений параметров модулирующих напряжений в электрооптическом преобразователе от номинальных, т. е. от

тех, при которых происходит наилучшее формирование двух когерентных составляющих излучения частот ω и $\omega + \Omega$, на кристалл будут подаваться напряжения $U_{m_1} \sin \Omega t$ и $U_{m_2} \cos (\Omega t + \varphi_d)$, где φ_d — дополнительный фазовый сдвиг; $U_{m_2}/U_{m_1} = a_1$ — отношение амплитуд, подводимых к кристаллу модулирующих напряжений.

Если $\varphi_d \neq 0$ и $a_1 \neq 1$, то выходной сигнал электрооптического преобразователя, поляризованный по оси x , имеет вид

$$\begin{aligned} e_x = \frac{E}{2} & \left\{ [J_0(x_1 B_2) + J_0(x_1 B_1)] \cos \omega t + \left[J_2^2(x_1 B_2) + J_2^2(x_1 B_1) - \right. \right. \\ & - 2J_2(x_1 B_2) J_2(x_1 B_1) \left(\frac{8a_1^4 \sin^2 \varphi_d \cos^2 \varphi_d}{1 + 2a_1^2 + a_1^4 - 4a_1^2 \sin \varphi_d} - 1 \right) \left. \right]^{1/2} \times \\ & \times \cos \left(\omega t + 2\Omega t + \frac{\pi}{4} + \theta_1 \right) + \left[J_2^2(x_1 B_2) + J_2^2(x_1 B_1) + \right. \\ & + 2J_2(x_1 B_2) J_2(x_1 B_1) \left(\frac{8a_1^4 \sin^2 \varphi_d \cos^2 \varphi_d}{1 + 2a_1^2 + a_1^4 - 4a_1^2 \sin \varphi_d} - 1 \right) \left. \right]^{1/2} \times \\ & \times \cos \left(\omega t - 2\Omega t + \frac{\pi}{4} - \theta_1 \right) + \dots \left. \right\}, \quad (43) \end{aligned}$$

$$\text{где } B_1 = \sqrt{1 + a_1^2 + 2a_1 \sin \varphi_d}; \quad B_2 = \sqrt{1 + a_1^2 - 2a_1 \sin \varphi_d};$$

$$x_1 = \pi l n_0^3 r_{22} U_m / 2 \lambda d,$$

θ_1 и θ_2 — фазовые сдвиги в частотных компонентах.

Из выражения (43) видно, что отклонение фазового сдвига от 90° и неравенство амплитуд модулирующих напряжений, питающих кристалл электрооптического преобразователя, приводит к уменьшению амплитуды полезной спектральной составляющей с частотой ω , а также к увеличению амплитуды ненужной паразитной спектральной составляющей с частотой $\omega \pm 2\Omega$ и с другими частотами, которые из-за пренебрежимо малых амплитуд в рассматриваемом выражении опущены.

Так, например, при фазовом сдвиге $\varphi_d = 10^\circ$ и $a_1 = 0,7$ амплитуда полезной спектральной составляющей с частотой ω уменьшается на 20% при возрастании амплитуды паразитной составляющей с частотой $\omega \pm 2\Omega$ до 25%. Выходной сигнал электрооптического преобразователя, поляризованный по оси y при тех же отклонениях амплитуд и фазового сдвига модулирующих напряжений, питающих кристалл 2 электрооптического преобразователя, определяется равенством

$$e_y = \frac{E}{\sqrt{2}} \left\{ \left[J_1^2(x_1 B_1) + J_1^2(x_1 B_2) + 2J_1(x_1 B_1) J_1(x_1 B_2) \times \right. \right.$$

$$\begin{aligned}
& \times \frac{2a_1 \cos \varphi_D}{\sqrt{1 + 2a_1^2 + a_1^4 - 4a_1^2 \sin^2 \varphi_D}} \Big]^{1/2} \cos \left(\omega t + \Omega t + \frac{\pi}{4} - \theta'_1 \right) + \\
& + \left[J_1^2(x_1 B_1) + J_1^2(x_1 B_2) - 2J_1(x_1 B_1) J_1(x_1 B_2) \times \right. \\
& \times \left. \frac{2a_1 \cos \varphi_D}{\sqrt{1 + 2a_1^2 + a_1^4 - 4a_1^2 \sin^2 \varphi_D}} \right]^{1/2} \cos \left(\omega t - \Omega t + \frac{\pi}{4} - \theta'_2 \right) + \dots
\end{aligned}
\tag{44}$$

Анализ выражения (44) показывает, что при фазовом сдвиге $\varphi_D = 10^\circ$ и отклонениях амплитуд модулирующих напряжений $a_1 = 0,7$ амплитуда полезной спектральной составляющей с частотой $\omega + \Omega$ уменьшается на 13% при возрастании амплитуды паразитной спектральной составляющей с частотой $\omega - \Omega$ до 20%.

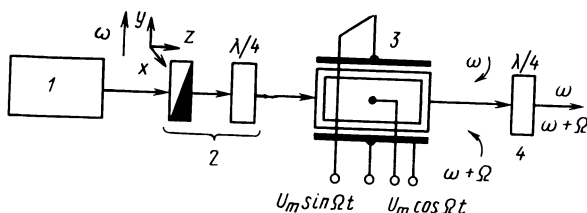


Рис. 32. Источник когерентного излучения с внешним электрооптическим преобразователем

Описанную оптическую часть двухчастотного источника когерентного излучения целесообразно применять при малой апертуре кристалла ниобата лития. При большой апертуре кристалла целесообразно электроды располагать вдоль всей длины кристалла (рис. 32). В этом случае модулирующие напряжения $U_m \cos \Omega t$, $U_m \sin \Omega t$ создают два взаимно перпендикулярных поля. Сдвиг фаз между составляющими света с направлением поляризации вдоль осей x' и y' после прохождения через кристалл описывается выражением (30), а излучение на выходе кристалла выражением (31). После прохождения последнего через четвертьволновую фазовую пластину на ее выходе получим излучение, состоящее из двух линейно поляризованных компонент с частотами ω и $\omega - \Omega$, ориентированных по поляризации относительно друг друга под углом 90° , без паразитных спектральных составляющих при любых значениях δ . При $U_m = 0,125 \lambda d / \ln^3 0,22$ на выходе электрооптического преобразователя две пространственно-совмещенные компоненты с различными частотами имеют равные амплитуды и отличаются поляризацией. На рис. 31 приведены значения амплитуд модулирующих напряжений (штриховые кривые) для кристаллов ниобата лития с различным l/d , при которых амплитуды полученных на выходе преобразо-

зователя двух когерентных волн различной частоты равны. Так, например, при длине кристалла ниобата лития 30 и ширине 1 мм, $r_{22} = 7 \cdot 10^{-10}$ см/В (кривая 2) модулирующее напряжение, необходимое для формирователя двух когерентных световых волн с равными амплитудами, составляет 32 В.

Описанный двухчастотный источник когерентного излучения позволяет осуществлять преобразование одночастотного когерентного излучения в двухчастотное с разностью по частоте до единиц и десятков МГц.

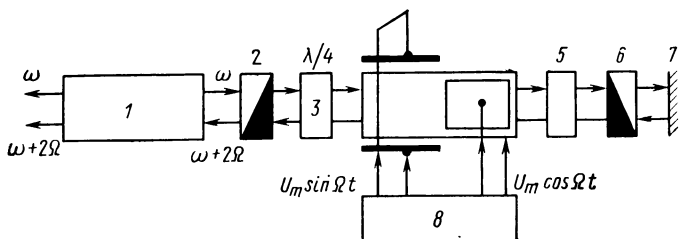


Рис. 33. Двухчастотный источник когерентного излучения с двойным прохождением

Увеличение частотного сдвига излучения лазера с помощью электрооптических преобразователей указанных выше, связано с трудностями, обусловленными возрастанием потребляемой модулирующей мощности и эффективным отводом тепла.

Увеличение частотного сдвига можно осуществлять за счет многократного прохождения лазерного излучения через электрооптические преобразователи.

В этом случае оптическая часть двухчастотного источника конкретного излучения может быть построена по следующим схемам. Оптическая часть двухчастотного источника когерентного излучения (рис. 33) состоит из источника когерентного излучения 1, поляризаторов 2, 6, четвертьволновых пластинок 3, 5, кристалла ниобата лития 4, отражающего зеркала 7 и устройства формирования 8 двух синусоидальных напряжений одинаковой амплитуды и сдвинутых по фазе на 90° .

Излучение с частотой ω после однократного прохождения через поляризатор 2, четвертьволновую пластину 3 и кристалл ниобата лития 4 описывается выражением (42).

После прохождения излучения через четвертьволновую пластинку 5 на ее выходе будем иметь компоненты.

$$e_x = EJ_0(X) \exp j\omega t + EJ_0(X) \exp j(\omega \pm 2\Omega)t + \dots$$

$$e_y = \sqrt{2} EJ_1(X) j \exp j(\omega + \Omega)t + \sqrt{2} EJ_3(X) j \exp j(\omega - 3\Omega)t + \dots$$

С помощью поляризатора 6 выделяется составляющая, поляризованная по оси Y и содержащая набор спектральных составляющих с различными частотами.

Условие выделения линейно-поляризованной составляющей с частотой $\omega + \Omega$ является равенство $X = 1,84$. При этом значении

аргумента бесселевой функции амплитуда паразитной спектральной составляющей с частотой $\omega - 3\Omega$ составляет 20% от амплитуды спектральной составляющей с частотой $\omega + \Omega$, а амплитудами других паразитных спектральных составляющих можно пренебречь.

Для выполнения равенства $X = 1,84$ на кристалл ниобата лития необходимо подавать модулирующие напряжения с определенной амплитудой, величина которой для кристаллов с различным отношением l/d будет определяться по формуле

$$U_m = 0,82\lambda d/n_0^3 r_{22} l.$$

Линейно-поляризованная составляющая лазерного излучения с частотой $\omega + \Omega$, поляризованная по оси y :

$$e_y = \sqrt{2} E J_1(X) j \exp j(\omega + \Omega)t,$$

отражается от референтного зеркала 7 и, пройдя поляризатор 6 и четвертьволновую пластину 5, преобразуется в циркулярно-поляризованное излучение с компонентами

$$e_{x_1} = E J_1(X) j \exp j(\omega + \Omega)t;$$

$$e_{y_1} = E J_1(X) \exp j(\omega + \Omega)t.$$

Составляющие электрического вектора излучения лазера после двойного прохождения через кристалл 4 имеют вид

$$\left. \begin{aligned} e_{x'} &= E J_1(X) \exp \{j(\omega + \Omega)t\} (j \sin \delta_2 \exp j\delta_1 - j \cos \delta_2 \exp -j\delta_1); \\ e_{y'} &= E J_1(X) \exp \{j(\omega + \Omega)t\} (\cos \delta_2 \exp j\delta_1 + \sin \delta_2 \exp -j\delta_1). \end{aligned} \right\} \quad (45)$$

После вторичного прохождения излучения через четвертьволновую пластину 3 и ряда преобразований формула (45) примет вид

$$\left. \begin{aligned} e_{x''} &= 2E J_1^2(X) j \exp \{j(\omega + 2\Omega)t\} + 2E J_1(X) J_3(X) j \exp \{j(\omega - 4\Omega)t\} + \dots \\ e_{y''} &= \sqrt{2} E J_1(X) J_0(X) \exp \{j(\omega + \Omega)t\} + \\ &+ \sqrt{2} E J_1(X) J_2(X) \exp \{j(\omega \mp 3\Omega)t\} + \dots \end{aligned} \right\}$$

С помощью поляризатора 2 выделяется линейно-поляризованное излучение лазера, поляризованное по оси X и содержащее набор спектральных составляющих с частотами $\omega + 2\Omega$, $\omega - 4\Omega$ и т. д. Если аргумент бесселевой функции $X = 1,84$, то амплитуды спектральных составляющих излучения лазера, поляризованного по оси X , распределяются следующим образом:

$$0,67E \sin(\omega + 2\Omega)t; \quad 0,11E \sin(\omega - 4\Omega)t \dots$$

и т. д.; при этом амплитудами спектральных составляющих с частотами $\omega - 4\Omega$ и выше можно пренебречь. Таким образом, выходное излучение электрооптического преобразователя, прошедшее дважды через кристалл 4, поляризаторы 2, 6 и четвертьволновые пластины 3, 5, совпадает по поляризации с излучением лазера, входящим в поляризатор, и приобретает частотный сдвиг 2Ω . При экспериментальных исследованиях использовался кристалл ниобата

лития длиной 50 мм с апертурой 1,4 мм и с электрооптическим коэффициентом $r_{22}=7 \cdot 10^{-10}$ см/В. Максимальный устойчивый частотный сдвиг лазерного излучения с $\lambda=0,6328$ равен 6 МГц, при модулирующей частоте $\Omega=3$ МГц. К недостаткам двухчастотных лазеров с внешним электрооптическим преобразованием частоты следует отнести наличие паразитных спектральных составляющих в

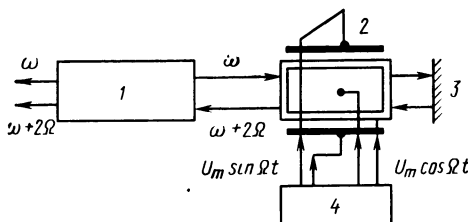


Рис. 34. Двухчастотный источник с двойным прохождением когерентного излучения

выходном излучении оптической части двухчастотного источника когерентного излучения, которые могут при некоторых условиях приводить к шумам, возникающих за счет биений между комбинационными частотами и усиливаемыми в резонаторе лазера. Оптическая часть двухчастотного источника когерентного излучения, показанная на рис. 34, состоит из лазера 1, кристалла ниобата лития 2, с электродами, расположенными вдоль всей длины кристалла, отражающего зеркала 3 и устройства формирования двух модулирующих напряжений 4, сдвинутых по фазе на 90° и создающих два взаимно перпендикулярных электрических поля. Циркулярно-поляризованное излучение с частотой ω после прохождения через кристалл 2 описывается выражениями

$$\left. \begin{aligned} e_x &= (E/\sqrt{2}) \left[\cos \frac{\delta}{2} \exp j\omega t + \sin \frac{\delta}{2} j \exp j(\omega - \Omega)t \right]; \\ e_y &= (E/\sqrt{2}) \left[-\cos \frac{\delta}{2} j \exp j\omega t - \sin \frac{\delta}{2} \exp j(\omega - \Omega)t \right], \end{aligned} \right\} \quad (46)$$

где $\delta = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{22} \sqrt{U_x^2 + U_y^2} l/d$ — сдвиг фаз между составляющими ла-

зерного излучения с направлением поляризации вдоль наведенных осей x' и y' , прошедшими через кристалл 2 длиной l .

Как видно из выражений (46), лазерное излучение на выходе кристалла 2 состоит из компоненты с частотой ω (левая круговая поляризация) и компоненты с частотой $\omega - \Omega$ (правая круговая поляризация).

При отражении лазерного излучения от зеркала 3 для возвращения в кристалл одной компоненты с частотой $\omega - \Omega$ необходимо, чтобы амплитуда модулирующих напряжений соответствовала определенному значению $U_m = \lambda d/2 \sqrt{2} n_0^3 r_{22} l$. В этом случае второй

раз через кристалл 2 проходит компонента с частотой $\omega - \Omega$, а компонента с частотой ω становится равной нулю.

После выполнения преобразований

$$\begin{pmatrix} \exp\left(j \frac{\delta}{2}\right) \cos^2 \theta + \exp\left(-j \frac{\delta}{2}\right) \sin^2 \theta \\ j \sin 2\theta \sin \delta/2 \\ j \sin 2\theta \sin \delta/2 \\ \exp\left(j \frac{\delta}{2}\right) \sin^2 \theta + \exp\left(-j \frac{\delta}{2}\right) \cos^2 \theta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} e_x \\ e_y \end{pmatrix}$$

при $U_m = \lambda d / 2 \sqrt{2} n_0^3 r_{22} l$ на выходе электрооптического преобразователя будем иметь излучение, характеризуемое круговой поляриза-

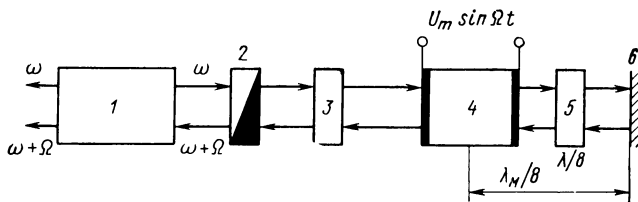


Рис. 35. Двухчастотный источник когерентного излучения с кварцевой пластиной

цией, частотой $\omega + 2\Omega$ и амплитудой, пропорциональной $\sin \Delta\varphi$, которое затем усиливается в резонаторе ОКГ. Основное достоинство данной оптической схемы — отсутствие паразитных спектральных составляющих в выходном излучении и относительная простота конструкции.

При экспериментальных исследованиях рассматриваемой системы удалось получить частотный сдвиг до 8 МГц.

Для получения частотного сдвига в несколько ГГц можно использовать схему, приведенную на рис. 35. Излучение лазера, пройдя через поляризатор 2, направляется на кварцевую пластину 3, которая поворачивает плоскость поляризации на 45° . При двойном прохождении лазерного излучения через кристалл 4 и фазовую пластинку 5 достигается необходимая разность фаз. Выбором расстояния от электрооптического кристалла 4 до отражающего зеркала обеспечивается сдвиг на четверть длины волны ($\lambda_m/4$) модулирующего сигнала. Выделение сдвинутого по частоте лазерного излучения производится с помощью кварцевой пластинки, которая при обратном прохождении лазерного излучения поворачивает плоскость поляризации еще на 45° , в результате чего поляризация сдвинутого по частоте излучения совпадает с осью максимального пропускания поляризатора 2. Аналогичным электрооптическим устройством [34] был осуществлен частотный сдвиг до 2,5 ГГц.

Исследования показывают, что оптическая часть двухчастотного источника когерентного излучения довольно чувствительна к отклонению параметров модулирующих напряжений, питающих кристалл ниобата лития, и требует специального фазосдвигающего (формирующего) устройства. Последнее предназначено для получения двух синусоидальных напряжений, сдвинутых по фазе на угол 90° и подаваемых на обкладки кристалла ниобата лития. Пределы регулировки напряжений формирователя 50—500 В. Блок-схема формирователя приведена на рис. 36. Она состоит из кварцевого генератора 1, фазовращателя 2, схемы, осуществляющей стабилизацию фазы 5 и усилителей 3, 4.

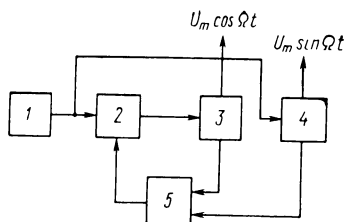


Рис. 36. Блок-схема формирователя

Принцип стабилизации фазы между двумя синусоидальными сигналами, подаваемыми на кристалл ниобата лития, основан на преобразовании фазового сдвига во временной интервал с последующим преобразованием его в постоянное напряжение. Это напряжение, пропорциональное сдвигу фаз, подается на фазовращатель, осуществляя автоматическую подстройку фазы. Устройство стабилизации фазы (рис. 37) состоит из двух идентичных каналов: опорного и управляемого, включающих следующие узлы: триггер Шмитта 1, формирователь импульсов 2, триггер с раздельными входами 3, интегратор 4, сравнивающее устройство 5, усилитель 6.

Схема формирователя для двухчастотного источника когерентного излучения приведена на рис. 38. Кварцевый генератор построен на операционном усилителе К1УТ401Б. Кварцевый резонатор включен в цепь положительной обратной связи, что приводит к возникновению незатухающих колебаний, частота которых соответствует частоте последовательного резонанса кварца. Резистор и сопротивление канала полевого транзистора образуют цепь отрицательной обратной связи. Соппротивлением канала полевого транзистора управляет напряжение, поступающее на его затвор с детекторного каскада ($V2$; $C16$; $R6$; $R7$). При увеличении положительного напряжения на затворе увеличивается глубина отрицательной обратной связи, что приводит к уменьшению амплитуды выходного сигнала. Таким образом осуществляется стабилизация выходного напряжения генератора.

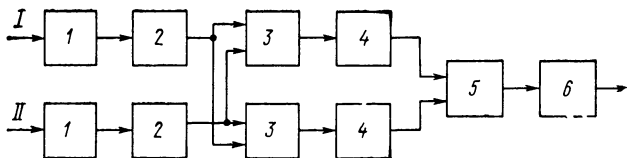


Рис. 37. Блок-схема устройства стабилизации фазы

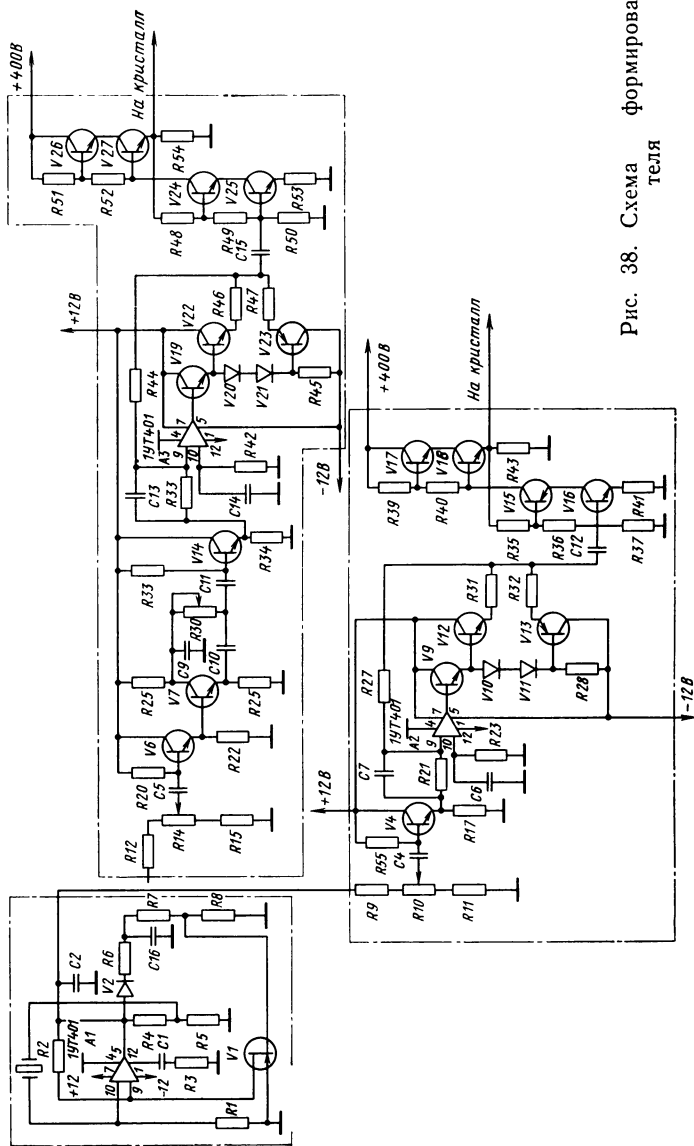


Рис. 38. Схема формирования

С выхода кварцевого генератора напряжение через регулятор уровня $R10$ и эмиттерные повторители $V4$, $V6$ поступает на высоковольтный усилительный каскад непосредственно и через фазосдвигающий каскад $V7$, $R30$, $C10$. Высоковольтный усилительный каскад состоит из предварительного усилителя (микросхема $A2$, $A3$, К1УТ401Б), транзисторов $V9$, $V19$ (КТ315), диодов $V10$, $V11$, транзисторов $V12$, $V13$, $V22$, $V23$ (ГТ404В, ГТ402Г). Высоковольтный усилительный каскад имеет высоковольтный усилительный каскад $V15$, $V16$ и выходной эмиттерный повторитель на транзисторах $V17$, $V18$. Для выравнивания напряжений на транзисторах применены резисторные выравнивающие цепочки $R35$, $R36$, $R39$, $R40$, причем резисторы первой выравнивающей цепочки являются элементами обратной связи, а второй — коллекторной нагрузкой собственно усилительного каскада. Нагрузка высоковольтного каскада — обкладки кристалла электрооптического преобразователя. Напряжение питания высоковольтного каскада 400 В.

Отдельные каскады формирователя экранируются и располагаются в непосредственной близости от оптической части двухчастотного источника когерентного излучения, что позволяет использовать линию связи минимальной длины.

4. НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ НАСТРОЙКИ ДВУХЧАСТОТНОГО ИСТОЧНИКА КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВНЕШНИМ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИМ ПРЕОБРАЗОВАНИЕМ И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Работоспособность двухчастотного источника когерентного излучения зависит от юстировки кристалла ниобата лития и других оптических элементов. Правильность юстировки можно оценить по степени поляризации излучения на выходе двухчастотного источника когерентного излучения при отключенной электронной аппаратуре. Исследование поляризации выходного излучения и юстировка при отключенной электронной аппаратуре, питающей кристалл ниобата лития, осуществляется по схеме, приведенной на рис. 39. Выходное когерентное излучение лазера, прошедшее через четвертьволновую пластину 2, кристалл ниобата лития 3 и четвертьволновую пластину 4, направляется на линейный поляризатор, вращающийся от электродвигателя 5, и далее на фотоприемник 7, выходной сигнал которого поступает на фотодиоды 8 и 9.

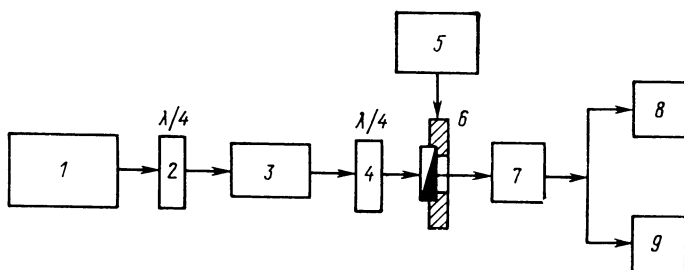


Рис. 39. Схема юстировки источника

нал которого регистрируется вольтметром 8 и осциллографом 9. Вращающийся поляризатор 6 при юстировке помещается после элементов 2—4. При правильной установке элементов 2 и 3 (в идеальном случае) на входе четвертьволновой пластины 4 имеем

$$e_x(t) = \frac{E}{\sqrt{2}} \exp j(\omega t - \delta_1) = E_x \exp j(\omega t);$$

$$e_y(t) = \frac{E}{\sqrt{2}} \exp j(\omega t + \delta_2) = E_y \exp j(\omega t + \delta),$$

где $\delta = -\frac{\pi}{2} + \Delta\delta$, $\Delta\delta = 0$.

Направление световых колебаний, определенное с помощью поляризатора, для света, поляризованного по правому кругу

$$\delta_1 = \arctg \frac{e_y(t)}{e_x(t)} = \arctg 1 = \frac{\pi}{4},$$

где δ_1 — угол поворота плоскости поляризации.

Направление колебаний, определяемое с помощью поляризатора для света, поляризованного по левому кругу

$$\delta_2 = \arctg \frac{e_y(t)}{e_x(t)} = -\frac{\pi}{4}.$$

Как показали экспериментальные исследования, на входе четвертьволновой пластины 4 излучение поляризовано по эллипсу. Эллиптичность излучения на входе прибора для отключенной электронной аппаратуры обусловлена фазовым сдвигом $\Delta\delta$, отличным от $\pi/2$ за счет неточного изготовления оптических элементов прибора. Таким образом, эллиптичность выходного излучения прибора характеризуется дополнительным фазовым сдвигом $\Delta\delta$, отличным от нуля. При анализе поляризованного света используют следующие параметры: степень поляризации, азимут, разность фаз. Характеристики поляризованного света могут быть определены с помощью параметров Стокса, которые связаны с амплитудами и разностью фаз для полностью поляризованного света следующими выражениями:

$$S_0 = E_x^2 + E_y^2; \quad S_1 = E_x^2 - E_y^2;$$

$$S_2 = 2E_x E_y \cos \delta; \quad S_3 = 2E_x E_y \sin \delta.$$

Параметр S_0 пропорционален интенсивности света и связан с остальными параметрами Стокса следующим выражением:

$$S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2.$$

Между остальными параметрами эллипса существуют следующие соотношения:

$$a^2 + b^2 = E_x^2 + E_y^2; \quad ab = E_x E_y \sin \delta;$$

$$a^2 - b^2 = (E_x^2 - E_y^2) \cos 2\varphi_3 + 2E_x E_y \sin 2\varphi_3 \cos \delta,$$

где φ_a — азимут эллипса; $2a$ — длина большой оси эллипса; $2b$ — длина малой оси эллипса.

Степень поляризации

$$\Pi = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}},$$

где I_{\max} и I_{\min} — максимальные и минимальные интенсивности света, измеренные фотоприемником при вращении анализатора.

Рассмотрим, каким образом можно определить параметры поляризованного света. Относительная интенсивность света, прошедшего через анализатор, является функцией азимута анализатора и определяется как

$$I = \frac{1}{2} (E_x^2 \cos^2 \alpha_a + E_y^2 \sin^2 \alpha_a + E_x E_y \sin 2\alpha_a \cos \delta).$$

Это выражение можно представить в несколько ином виде:

$$I = C_1 + C_2 \cos 2(\alpha_a - \varphi_a), \quad (47)$$

где

$$C_1 = \frac{1}{2} (a^2 + b^2); \quad C_2 = \frac{1}{2} (a^2 - b^2);$$

α_a — азимут анализатора.

Параметры C_1 , C_2 , φ_a полностью характеризуют поляризованный свет. Экспериментально их можно определить, измеряя относительную интенсивность света, прошедшего через анализатор при трех значениях азимута α_i , и решая систему из трех уравнений относительно C_1 , C_2 , φ_a . Однако точность полученных результатов невелика.

Выражение (47), разложенное в ряд Фурье, имеет вид

$$I = K_0 + K_1 \cos^2 \alpha_a + K_2 \sin 2\alpha_a,$$

$$K_0 = C_1; \quad K_1 = C_1 \cos 2\varphi_a; \quad K_2 = C_2 \sin 2\varphi_a,$$

или

$$C_1 = K_0; \quad C_2 = (K_1^2 + K_2^2)^{1/2};$$

$$\operatorname{tg} 2\varphi_a = \frac{K_2}{K_1}.$$

В случае, если измерения проведены в интервале $0-180^\circ$ через равные значения углов α_i , постоянные Фурье можно получить путем суммирования:

$$K_0 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n I_i; \quad K_1 = \frac{2}{n} \sum_{i=1}^n I_i \cos 2\alpha_i; \quad K_2 = \frac{2}{n} \sum_{i=1}^n I_i \sin 2\alpha_i.$$

Соотношения между постоянными Фурье K_0 , K_1 , K_2 и параметрами Стокса:

$$S_0 = 2K_0; \quad S_1 = 2K_1; \quad S_2 = 2K_2; \quad S_3 = 2\sqrt{K_0^2 - K_1^2 - K_2^2}.$$

Таким образом, три параметра Стокса прямо пропорциональны параметрам Фурье.

Выражение для фазового сдвига, определенное через постоянные Фурье, имеет вид

$$\cos \delta = \frac{K_2}{\sqrt{K_0^2 - K_1^2}}.$$

Учитывая, что максимальные и минимальные интенсивности эллиптически поляризованного света пропорциональны, выражение для степени поляризации можно представить в виде

$$P = \frac{C_2}{C_1} = \frac{\sqrt{K_1^2 + K_2^2}}{K_0}.$$

Основное влияние на точность измерения параметров поляризованного света оказывают ошибки измерения относительной интенсивности света при различных положениях анализатора.

В случае, если величина ошибки и среднеквадратичное отклонение σ_i не зависят от номера измерения, то среднеквадратичные отклонения всех параметров поляризации являются функциями σ_i и I_i и прямо пропорциональны величине $\sqrt{\frac{1}{n}}$, где n — число значений азимута α_i , для которых измеряется интенсивность. Для большинства практических случаев вполне достаточно $n=36$, что соответствует измерениям с интервалом в 5° в диапазоне углов $0-180^\circ$.

Исследования поляризации излучения двухчастотного источника когерентного излучения при отключенной электронной аппаратуре, питающей кристалл ниобата лития, с помощью описанной выше методики показали, что степень поляризации излучения на выходе прибора равна 0,92. Точность измерения степени поляризации составила 5%.

При включенной электронной аппаратуре выходное излучение должно содержать компоненту ω с левой и правой круговой поляризацией, имеющую частоту $\omega + \Omega$. Анализ выходного излучения двухчастотного источника когерентного излучения при включенной электронной аппаратуре осуществляется по схеме, показанной на

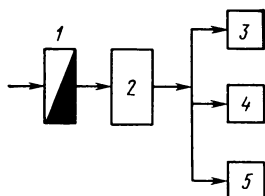


Рис. 40. Схема исследования выходного излучения источника

рис. 40. Выходное излучение двухчастотного источника когерентного излучения, пройдя через поляризатор 1, направляется на фотоприемник 2, выходной сигнал которого подается на осциллограф 3, цифровой вольтметр 4 и частотомер 5. При включении электронной аппаратуры на экране осциллографа 3 наблюдается синусоидальный электрический сигнал с частотой, определяемой частотой генератора формирователя (в нашем случае 100 кГц). В идеальном случае при вращении поляризатора 1, расположенного на выходе

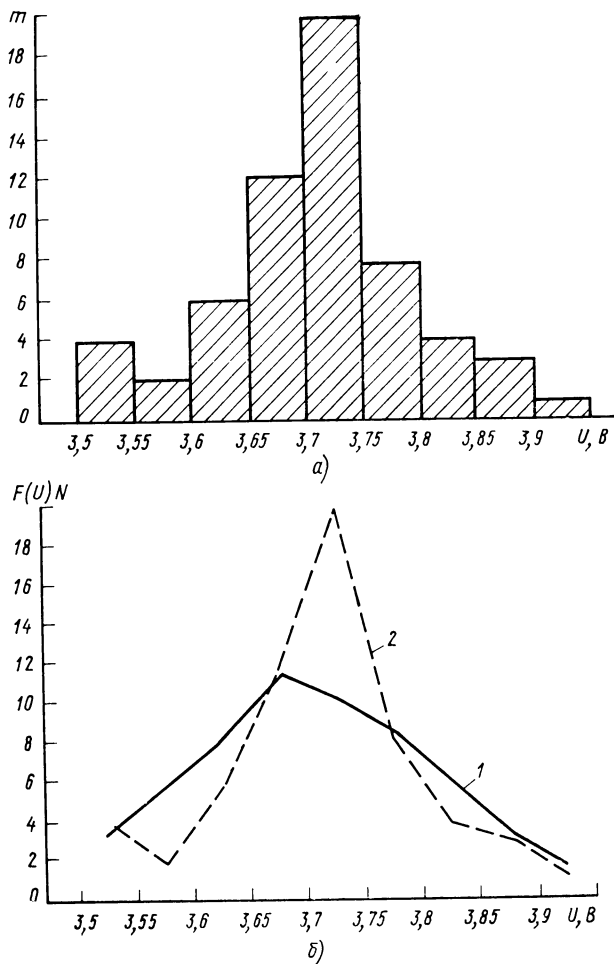


Рис. 41. Гистограмма распределения результатов измерения величины напряжения и частоты распределения

кристалла ниобата лития вокруг оси на 360° , амплитуда электрического сигнала (амплитуда биений компонент с разными круговыми поляризациями), наблюдаемая на экране осциллографа, не должна меняться. Из-за эллиптичности при вращении поляризатора наблюдалось уменьшение амплитуды электрического сигнала с частотой 100 кГц (амплитуды биений компонент с частотами ω и $\omega + \Omega$) на 10%. Исследование стабильности амплитуды биений компонент с частотами ω и $\omega + 100$ кГц двухчастотного источника когерентного излучения проводилось по схеме рис. 40.

На рис. 41, а приведена гистограмма распределения результатов измерения величины напряжения выходного электрического сигнала фотоприемника, имеющего частоту 100 кГц.

Исследование соответствия параметров рассеивания результатов измерения амплитуды выходного сигнала фотоприемника нормаль-

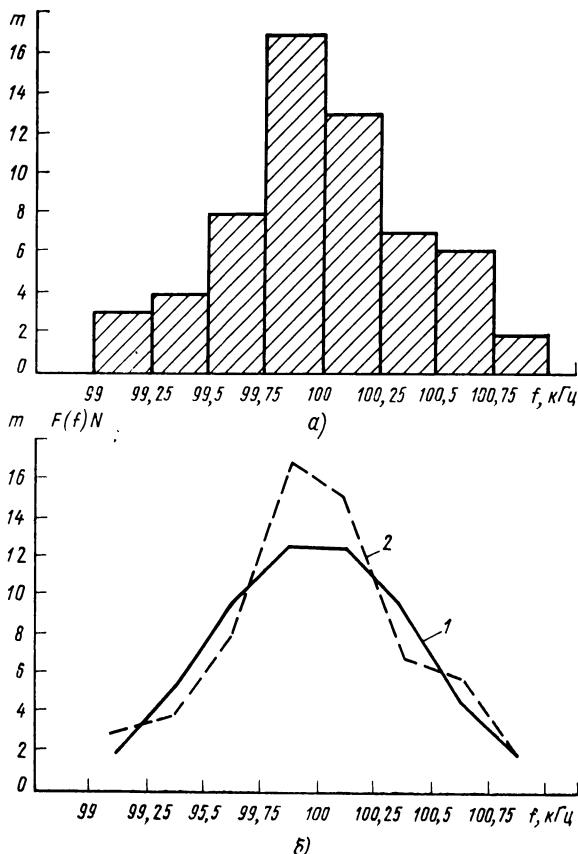


Рис. 42. Гистограмма распределения результатов измерения частоты и частоты распределения

ному закону распределения показало, что полученное значение χ^2 (критерий Пирсона), равное 13,6455, лежит в области допустимых значений, соответствующих наличию 6 степеней свободы и 99% значимости ($\chi^2_{\text{т}} = 16,81 > 13,645$), и поэтому можно считать, что гипотеза о нормальном законе распределения результатов измерения амплитуд биений компонент с частотами ω и $\omega + 100$ кГц не противоречит результатам измерений.

На рис. 41, б приведены теоретическая 1 и эмпирическая 2 частоты распределения. Для доверительной вероятности, равной 0,9973, абсолютная погрешность измерения амплитуды биений $U = \bar{U} \pm \Delta U = 3,699 \pm 0,045$ В, где $\bar{U} = 3,699$ — оценка математического ожидания. Относительная погрешность измерения амплитуды биений

$$\frac{\Delta U}{U} \cdot 100\% = 1,21\%.$$

Исследование стабильности частоты биений компонент с частотами ω и $\omega + 100$ кГц проводилось аналогичным образом. На рис. 42, а приведена гистограмма распределения результатов измерения частоты выходного электрического сигнала фотоприемника 2 (см. рис. 40) и теоретическая 1 и эмпирическая 2 частоты распределения (рис. 42, б). Для доверительной вероятности, равной 0,9973, $\Delta f = t_f \sigma_f = 0,1722$, а оценка математического ожидания $\bar{f} = 99,99$ кГц. Так как погрешность частотомера ЧЗ-33, с помощью которого производилось измерение частоты биений, соизмерима с погрешностью измерений, то погрешность измерения частоты биений находят по формуле $\Delta f = \sqrt{t_f^2 \sigma_f^2 + \delta_{\text{ч}}^2}$, где σ_f —

значение среднеквадратичной погрешности оценки математического ожидания; $\delta_{\text{ч}}$ — погрешность частотомера. В этом случае абсолютная погрешность измерения частоты биений

$$f = \bar{f} \pm \Delta f = (99,99 \pm 0,1725) \text{ кГц};$$

относительная погрешность измерения частоты биений

$$\Delta f / \bar{f} \cdot 100\% = 0,172\%.$$

ЛАЗЕРНЫЕ ПРИБОРЫ КОНТРОЛЯ ПАРАМЕТРОВ МЕХАНИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ

1. МЕТОДЫ И СРЕДСТВА ИЗМЕРЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ МЕХАНИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ, ОСНОВАННЫЕ НА ИСПОЛЬЗОВАНИИ ОДНОЧАСТОТНОГО ИСТОЧНИКА КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В настоящее время для создания образцовых и рабочих средств в области измерения скорости механических колебаний широко используют лазерные интерферометры. Лазерные интерферометры обладают высокой разрешающей способностью, с их помощью уже сегодня можно регистрировать изменения длины на сотые доли ангстрема. Принцип действия лазерных интерферометров для измерения скорости механических колебаний и линейных перемещений основан на использовании эффекта Доплера, который заключается в изменении частоты электромагнитного излучения при относительном движении приемника и источника излучения. Известно, что изменение частоты излучения при относительном движении двух инерциальных систем координат, в соответствии с преобразованием Лоренца, определяется следующим образом:

$$\omega' = \omega \frac{1 - \frac{V}{c} \cos \theta}{\sqrt{1 - (V/c)^2}},$$

где ω' и ω — круговые частоты излучения в разных системах координат; V — скорость движения объекта; θ — угол между направлением движения объекта и направлением излучения; c — скорость света.

При приеме электромагнитного излучения имеет место двукратный эффект Доплера. В этом случае, если приемник и источник излучения находятся в одной системе координат, круговая частота излучения в приемнике [42]

$$\omega'' = \omega \frac{1 - (V/c) \cos \theta}{1 + (V/c) \cos \theta}. \quad (48)$$

Обозначая радиальную составляющую скорости движения объекта $V_r = V \cos \theta$, разложим знаменатель выражения (31) в степенной ряд:

$$\omega'' = \omega \left(1 - \frac{V_r}{c} \right) \left(1 - \frac{V_r}{c} + \frac{V_r^2}{c^2} - \frac{V_r^3}{c^3} + \dots \right).$$

Затем, пренебрегая релятивистским эффектом ($\frac{V}{c} \ll 1$), получим

$$\omega'' = \omega \left(1 - \frac{V_r}{c} \right)^2 \approx \omega - \frac{2V_r \omega}{c}.$$

Таким образом, доплеровское изменение частоты отраженного светового излучения

$$\omega_D = \frac{2\omega V_r}{c}. \quad (49)$$

Принцип действия лазерных интерферометров, предназначенных для измерения скорости механических колебаний и линейных перемещений, основан на измерении доплеровской частоты, которая выделяется путем наложения двух совмещенных в пространстве волн.

Наибольшее распространение получил одночастотный лазерный двухлучевой интерферометр (рис. 43), который называют интерферометр Майкельсона. Рассмотрим его работу. Излучение одночастотного стабилизированного лазера 6, используемого в качестве источника света, с помощью коллиматора 5 расширяется и направляется неподвижным зеркалом 4 на призму-кубик с полупрозрачной поверхностью 3. На этой поверхности излучение расщепляется на две равных по интенсивности части, одна из которых направляется на неподвижный отражатель 2 (опорное плечо интерферометра), другая — на отражатель 1, связанный с объектом измерения (измерительное плечо интерферометра). Отраженные от отражателя составляющие лазерного излучения совмещаются на плоскости 3 и интерферируют. Поле интерференции можно наблюдать в окуляр 7. Так как носителем информации о параметрах механических колебаний

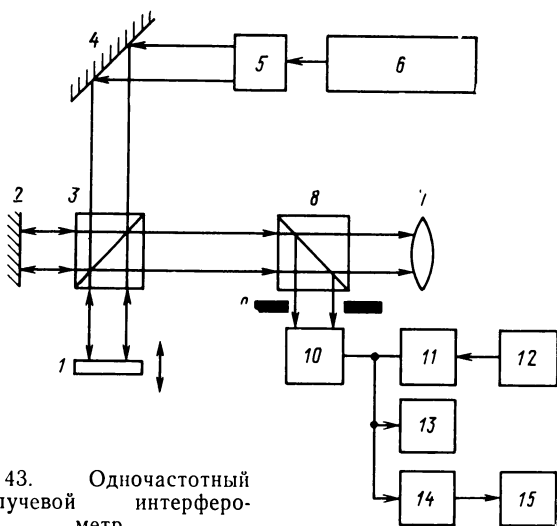


Рис. 43. Одночастотный двухлучевой интерферометр

объекта является лазерное когерентное излучение, то непосредственно обнаружить доплеровский сдвиг частоты на фоне частоты излучения лазера (порядка 5×10^{14} Гц) невозможно. Поэтому для выделения сигнала доплеровской частоты используют наложение опорной и измерительной волн, совмещенных в пространстве. Пусть электрические векторы соответственно опорной и отраженной от колеблющейся поверхности волн имеют вид

$$E_1 = \frac{1}{2} [A \exp(-j\omega t) + A^* \exp(j\omega t)]; \quad (50)$$

$$E_2 = \frac{1}{2} [B \exp(-j(\omega + \omega_D)t) + B^* \exp(j(\omega + \omega_D)t)], \quad (51)$$

где A и B — комплексные амплитуды волн:

$$A_x = a_x \exp(jg_1); \quad B_x = b_x \exp(ih_1);$$

$$A_y = a_y \exp(jg_2); \quad B_y = b_y \exp(ih_2),$$

где g_j, h_j — вещественные фазы обеих волн.

В некоторой области поля происходит суперпозиция волн, и суммарный электрический вектор

$$E = E_1 + E_2;$$

интенсивность

$$E^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2. \quad (52)$$

Подставляя выражения (50) и (51) в соотношение (52), находим

$$\begin{aligned} E^2 = & \frac{1}{4} [A^2 \exp(-j2\omega t) + A^* \exp(j2\omega t) + 2AA^* + \\ & + B^2 \exp(-j2(\omega + \omega_D)t) + B^{*2} \exp(j2(\omega + \omega_D)t) + \\ & + 2BB^* + 2AB \exp(-j(2\omega + \omega_D)t) + 2AB^* \exp(j\omega_D t) + \\ & + 2A^*B^* \exp(j(2\omega + \omega_D)t) + 2A^*B \exp(-j\omega_D t)]. \end{aligned} \quad (53)$$

Усреднение выражения (53) по времени в интервале, большем по сравнению с периодом $T = \frac{2\pi}{\omega}$, приводит к тому, что члены, содержащие в показателях экспоненты 2ω , $2(\omega + \omega_D)$ и $2\omega + \omega_D$, стремятся к нулю. Переходя в выражении (53) от комплексных величин к действительным и считая, что волны распространяются в направлении Z ($a_y = a_z = b_y = b_z = 0$), получим

$$\begin{aligned} I = \langle E^2 \rangle = & \frac{1}{2} a_x^2 + \frac{1}{2} b_x^2 + a_x b_x \cos(\omega_D t + \varphi) = E_{\text{оп}}^2 + \\ & + E_{\text{отр}}^2 + 2E_{\text{оп}}E_{\text{отр}} \cos(\omega_D t + \varphi). \end{aligned}$$



Рис. 44. Кривая фототока

Таким образом, интенсивность результирующего поля в выходной плоскости окуляра 7 имеет переменную составляющую, частота которой промодулирована частотой Допплера. Ток в нагрузке квадратичного фотоприемника 10, помещенного в поле интерференции, описывается выражением

$$i_{\Phi} = \beta \{ P_{отр} + P_{оп} + 2 \sqrt{P_{отр} P_{оп}} \cos(\omega_D t + \varphi) \}, \quad (54)$$

где $P_{отр}$, $P_{оп}$ — мощности отраженной и опорной волн; β — коэффициент, учитывающий параметры интерферометра и фотоприемника. Как видно из выражения (54), выходной сигнал фотоприемника содержит постоянную составляющую $\beta(P_{отр} + P_{оп})$ и переменную $2\beta \sqrt{P_{отр} P_{оп}} \cos \omega_D t$, в которой доплеровская частота изменяется по закону, определяемому формулой (49) и, следовательно, содержит информацию о движении контролируемого объекта. Обработку переменной составляющей выходного сигнала фотоприемника для получения информации о движении контролируемого объекта осуществляют разными методами. Рассмотрим некоторые из них.

Осциллографический метод определения амплитуд гармонических колебаний основан на измерении параметров кривой фототока (рис. 44) по Эшману осциллографа 13 [4, 25].

Формула для определения амплитуды S_0 имеет вид

$$S_0 = \frac{p\pi + \arcsin \frac{2m_1 - l}{l} + \arcsin \frac{2m_2 - l}{l}}{2\pi} \lambda, \quad (55)$$

где p — число экстремумов за полупериод колебаний (между точками 1 и 2, без этих точек), уменьшенное на 1; l — размах осциллограммы в ближайшем положении к экстремуму. Данный метод в частотном диапазоне от 1 до 30 кГц имеет погрешность, не превышающую 0,02 λ .

Следует учитывать, что в области более низких частот погрешность метода увеличивается из-за отсутствия возможности компенсации «теплового дрейфа» установки. С помощью этого метода можно определять фазочастотные характеристики измерительных приборов путем сравнения их выходного сигнала с кривой тока фотоприемника на экране двухлучевого осциллографа.

Кривая фототока, наблюдаемая на экране двухлучевого осциллографа, имеет характерные точки, соответствующие крайним поло-

жениям зеркала вибратора. На другой вход осциллографа подается выходной сигнал исследуемого прибора, датчик которого установлен на вибраторе.

Определение фазочастотных характеристик заключается в измерении для каждой частоты интервала времени между моментом, характеризующим крайнее положение зеркала вибратора, и соответствующим ему значением выходного сигнала исследуемого прибора. Основная часть погрешности определения фазочастотной характеристики зависит от точности визуального установления положения характерных точек на кривых фототока и выходного сигнала прибора. Очевидно, что для уменьшения этой погрешности целесообразно использовать по возможности большие значения амплитуды колебаний. Другими источниками являются нелинейность горизонтальной развертки осциллографа и разность фазочастотных характеристик каналов осциллографа. По данным, приведенным в работе [5], предельная погрешность метода составляет 4,5% (относительная погрешность дана для сдвига фазы, равного 180°).

Метод измерения малых амплитуд гармонических колебаний, основанный на применении узкополосных избирательных фильтров, настроенных на частоты измеряемых механических колебаний, заключается в том, что из выходного сигнала фотоприемника 16, воспринимающего поле интерференции (рис. 43) с помощью узкополосного фильтра 14, выделяется первая гармоника, амплитуда которой может быть замерена обычным токоизмерительным прибором 15.

Допплеровское изменение частоты ω_D при гармоническом колебательном движении объекта измерения определяется соотношением

$$\omega_D = \frac{2\omega v_0}{c} \cos \omega_0 t,$$

где ω — частота излучения лазера, рад/с; ω_0 — частота колебаний объекта измерения, рад/с; v_0 — амплитуда скорости перемещения объекта измерения, мм/с; c — скорость света, равная $3 \cdot 10^{11}$ мм/с.

Тогда частоту колебаний излучения лазера ω_1 , отраженного от объекта измерения 1, определяют так:

$$\omega_1 = \omega + \frac{2\omega v_0}{c} \cos \omega_0 t.$$

Выражая частоту отраженного излучения через изменение фазы φ , получим

$$\varphi(t) = \omega t + \frac{2\omega v_0}{c\omega_0} \sin \omega_0 t.$$

Отсюда отраженная от объекта измерения световая волна

$$E_2 = E_{\text{отр}} \cos \left(\omega t + \frac{2\omega v_0}{c\omega_0} \sin \omega_0 t \right),$$

где $E_{\text{отр}}$ — амплитуда напряженности излучения, отраженного от объекта измерения.

Здесь коэффициент перед вторым членом выражения $2\omega v_0/c\omega_0$ является индексом частотной модуляции, а девияция частоты $2\omega v_0/c$ равна частоте Допплера.

В этом случае величина опорной световой волны

$$E_1 = E_{\text{оп}} \cos \omega t,$$

где $E_{\text{оп}}$ — амплитуда напряженности опорного излучения.

Таким образом, в случае гармонического колебательного движения объекта измерения переменная составляющая выходного электрического сигнала фотоприемника, воспринимающего изменяющуюся интенсивность интерференционной картины

$$U_{\Phi} = \beta \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda} \delta_0 + \frac{4\pi S_0}{\lambda} \sin \omega_0 t \right), \quad (56)$$

где β — коэффициент, определяемый параметрами интерферометра и фотоприемника; S_0 — амплитуда колебания объекта измерения; ω_0 — частота колебаний объекта измерения; δ_0 — начальная оптическая разность хода интерферирующих волн.

Электрический сигнал на выходе фотоприемника является периодической функцией, поэтому после разложения в ряд Фурье выражение (56) примет вид [15]

$$U_{\Phi} = \beta \left\{ \sin \frac{2\pi\delta_0}{\lambda} \left[J_0 \left(\frac{4\pi S_0}{\lambda} \right) + 2J_2 \left(\frac{4\pi S_0}{\lambda} \right) \sin 2\omega_0 t + \dots \right] + \right. \\ \left. + \cos \frac{2\pi\delta_0}{\lambda} \left[2J_1 \left(\frac{4\pi S_0}{\lambda} \right) \sin \omega_0 t + 2J_3 \left(\frac{4\pi S_0}{\lambda} \right) \sin 3\omega_0 t + \dots \right] \right\},$$

где $J_n(4\pi S_0/\lambda)$ — функция Бесселя n -го порядка аргумента $(4\pi S_0/\lambda)$.

Первая гармоника выходного сигнала фотоприемника, выделяемого узкополосным фильтром, имеет вид

$$U_1 = 2\beta \cos \frac{2\pi}{\lambda} \delta_0 J_1 \left(\frac{4\pi S_0}{\lambda} \right) \sin \omega_0 t, \quad (57)$$

а амплитуда этой гармоники

$$U_1 = C J_1 \left(\frac{4\pi S_0}{\lambda} \right), \quad \text{где } C = 2\beta \cos \frac{2\pi}{\lambda} \delta_0.$$

Если интерферометр достаточно стабилен, т. е. $C = \text{const}$, амплитуда электрического сигнала, пропускаемого узкополосным фильтром, связана строгой зависимостью с амплитудой колебаний объекта измерения. Эта зависимость определяется функцией Бесселя 1-го порядка. При значениях аргумента бесселевой функции 1-го порядка $4\pi/S_0\lambda$, равных 3,83; 7,01; 10,17; 13,32 и т. д. функции $J_1(4\pi/S_0\lambda)$, а следовательно, и амплитуда колебаний 1-й гармоники с частотой ω_0 обращается в нуль. Моментам прохождения амплитуды колебаний 1-й гармоники выходного сигнала узкополосного фильтра через нуль соответствуют определенные значения аргумента $4\pi/S_0\lambda$, которым также соответствуют конкретные значения амплитуд колебаний объекта измерения. Расчет дискретных значений амплитуд колебаний объекта, соответствующих нулям бесселевой функции 1-го порядка производится следующим образом. Бесселева функция 1-го рода с малым положительным индексом n имеет вид

$$J_1\left(\frac{4\pi}{\lambda} S_0\right) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n! (n+1)!} \left(\frac{2\pi}{\lambda} S_0\right)^{2n+1}.$$

Корни уравнения $J_1(4\pi/S_0\lambda) = 0$ с достаточной степенью приближения вычисляются по формуле

$$\left(\frac{4\pi}{\lambda} S_0\right)_m = \frac{\pi(1+4m)}{4} - \frac{3}{\pi(1+4m)},$$

где m — порядковый номер корня.

В амплитудном диапазоне от 0—10 мкм содержатся 64 дискретных значения амплитуд колебаний объекта измерения (табл. 1), определяемых по формуле

$$S_0 = \left(\frac{4\pi}{\lambda} S_0\right)_m \frac{\lambda}{4\pi}. \quad (58)$$

Т а б л и ц а 1

Номер по пор.	$2 \kappa S_0$	S_0 , мкм	Номер по пор.	$2 \kappa S_0$	S_0 , мкм
1	3,832	0,193	33	104,398	5,262
2	7,016	0,354	34	107,537	5,429
3	10,173	0,513	35	110,678	5,578
4	13,323	0,671	36	113,818	5,736
5	16,470	0,830	37	116,964	5,895
6	19,616	0,989	38	120,099	6,053
7	22,760	1,147	39	123,239	6,211
8	25,903	1,305	40	126,379	6,369
9	29,047	1,464	41	129,512	6,527
10	32,110	1,618	42	132,659	6,686
11	35,304	1,779	43	135,799	6,844
12	38,446	2,938	44	138,939	7,002
13	41,425	2,088	45	142,845	7,199
14	44,725	2,258	46	145,220	7,319
15	47,869	2,412	47	178,360	7,477
16	51,010	2,571	48	151,500	7,636
17	54,151	2,729	49	154,640	7,794
18	57,292	2,887	50	157,780	7,952
19	60,433	3,046	51	160,920	8,110
20	63,574	3,204	52	164,060	8,268
21	66,714	3,362	53	167,201	8,427
22	69,854	3,521	54	170,341	8,585
23	72,985	3,678	55	173,484	8,744
24	76,135	3,837	56	176,624	8,902
25	79,276	3,995	57	179,761	9,060
26	82,416	4,154	58	182,901	9,218
27	85,556	4,312	59	186,041	9,376
28	88,697	4,470	60	189,181	9,535
29	91,837	4,628	61	192,321	9,693
30	94,977	7,787	62	195,461	9,851
31	98,117	4,945	63	198,601	10,009
32	101,258	5,103	64	201,741	10,168

Величина δ_0 определяет чувствительность интерферометра, которая является наибольшей, если $\cos \frac{2\pi}{\lambda} \delta_0 + 1$. Максимальная чувствительность интерферометра достигается регулировкой оптической разности хода δ_0 .

Определение фазочастотных характеристик измерительной аппаратуры с помощью метода, основанного на применении узкополосных фильтров [6], можно осуществлять по схеме, приведенной на рис. 45, состоящей из лазера 11, светоделительного кубика 9, отражающего зеркала 8.

Вибратор 10 возбуждается напряжением генератора 1, частоту колебаний которого определяют с помощью частотомера 2. Фотоприемник 7 преобразует меняющуюся интенсивность результирующего поля в электрический сигнал, который через узкополосный фильтр 6, настраиваемый на частоту колебания вибратора, подается на один из входов фазометра 5. На другой вход фазометра 5 подается выходной сигнал исследуемого прибора 4, датчик которого 3 установлен на вибраторе 10. Выделяемая узкополосным фильтром основная гармоническая составляющая имеет вид

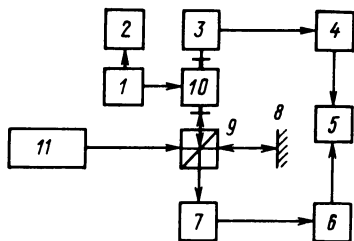


Рис. 45. Схема определения фазочастотных характеристик

$$i_{\phi} = 2\beta \sin \delta_0 J_1 \left(\frac{4\pi S_0}{\lambda} \right) \sin (\omega_0 t - \varphi_v - \varphi_{\phi}), \quad (59)$$

где φ_{ϕ} — фазовый сдвиг фильтра; φ_v — фазовый сдвиг вибратора.

Фазоизмерительный прибор регистрирует разность фаз входного и выходного сигналов исследуемой аппаратуры, увеличенную на величину фазового сдвига фильтра. Для определения сдвига фаз сигнала в исследуемом приборе следует из результата измерений вычесть величину φ_{ϕ} , которую экспериментально определяют методами, используемыми для исследования фазочастотных характеристик электрических четырехполюсников. Из выражения (59) следует, что с целью уменьшения погрешности необходимо производить измерения при максимальном значении чувствительности установки, определяемой δ_0 и при значениях амплитуды колебаний вибратора, соответствующих первым экстремумам функции Бесселя.

При определении фазочастотных характеристик этим методом необходимо учитывать, что фаза выходного сигнала установки может скачкообразно изменяться на π , что обусловлено изменением знака множителя $\sin \delta_0$. Основными источниками погрешности этого метода могут являться несинусоидальность колебания вибратора, нелинейность фазочастотной характеристики фильтра в рабочем диапазоне, недостаточная крутизна затухания амплитудно-частотной характеристики фильтра и т. д.

Для уменьшения влияния этих факторов измерение фазовых сдвигов исследуемой аппаратуры и фильтра следует производить без перестройки частоты генератора питания. Теоретические и экспериментальные исследования точности определения фазочастотных характеристик этим методом измерительной аппаратуры показали, что предельная абсолютная погрешность определения фазы не превышает $5,6^\circ$.

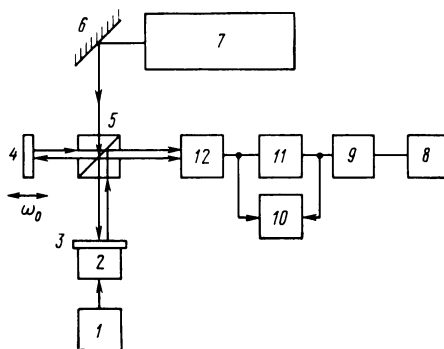


Рис. 46. Интерферометр с автоматической регистрацией и индикацией результатов измерений

С целью автоматизации процесса измерений целесообразно применять автоматическую регистрацию и индикацию результатов измерений. Это можно осуществить, если подсчет нулевых значений выходного электрического сигнала узкополосного фильтра (нулей бесселевой функции) производить устройством регистрации, затем кодировать выходной сигнал, чтобы каждый ноль соответствовал определенному коду трехразрядного десятичного числа, соответствующего измеряемой амплитуде механических колебаний объекта измерения.

Такой метод измерения можно реализовать с помощью схемы, приведенной на рис. 46, основным элементом которой является интерферометр с одночастотным источником когерентного излучения. Излучение источника когерентного излучения 7 зеркала 6 направляется на светоделительный кубик 5, с помощью которого делится на две части: опорное и измерительное. Измерительная часть излучения направляется на исследуемый объект 4, а опорная — на референтное зеркало 3, закрепленное на пьезокерамическом элементе 2, который получает питание от источника постоянного напряжения 1. Отраженные от объекта измерения 4 и референтного зеркала 3 составляющие излучения направляются на фотоприемник 12. Выходной сигнал фотоприемника несет информацию о параметрах движения объекта измерения. Этот сигнал поступает на узкополосный фильтр 11, устройство регистрации 9 и устройство индикации 8. Выходной сигнал фотоприемника может контролироваться осциллографом 10. Электрический сигнал, выделяемый узкополосным фильтром 11, который настраивается на частоту колебаний объекта измерения, описывается выражением (56).

Величина δ_0 определяет чувствительность прибора. С помощью источника постоянного напряжения 1 ее устанавливают такой, чтобы $\cos 2\pi\delta_0/\lambda = 1$. Как следует из выражения (57), моментам прохождения выходного сигнала узкополосного фильтра через нуль соответствуют определенные значения аргумента бесселевой

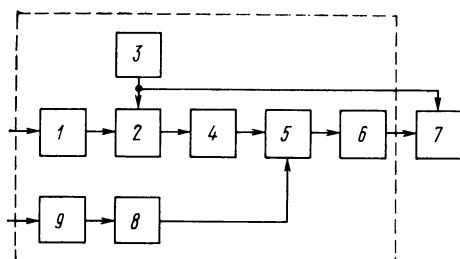


Рис. 47. Блок-схема устройства регистрации

функции $4\pi S_0/\lambda$ и соответственно определенные значения амплитуд механических колебаний объекта измерения 4.

Фиксируя нули, можно с высокой точностью определить амплитуды колебаний объекта измерения. Амплитуды колебаний определяют по формуле (58).

Подсчет нулей бесселевой функции осуществляется устройством регистрации 9, а индикация амплитуд механических колебаний — устройством 8. Устройство регистрации (рис. 47) состоит из усилителя-ограничителя 1, нуль-индикатора 2 с устройством регулировки величины гистерезиса 3, формирователя импульсов 4, реверсивного счетчика 5, кодирующего устройства 6, пикиндикатора 9 и управляющего триггера 8, устройства индикации 7. Электрический сигнал с выхода узкополосного фильтра усиливается с помощью узкополосного усилителя, построенного на базе операционного усилителя К2УТ841, и ограничивается на уровне, не вызывающем перегрузки нуль-индикатора. Последний состоит из двух компараторов, пороги срабатывания которых плавно регулируются от нуля до минимального напряжения срабатывания компараторов, которые построены на базе операционного усилителя К2УТ841 с большим коэффициентом усиления и малым дрейфом нуля. Для надежного срабатывания реверсивного счетчика выходное напряжение компаратора ограничивается: импульсы, сигнализирующие о моменте перехода через нуль бесселевой функции, поступают на формирователь импульсов и далее на 6-разрядный реверсивный счетчик.

Управление реверсивным счетом осуществляется пикиндикатором и триггером управления таким образом, что при увеличении амплитуды механических колебаний объекта измерения реверсивный счетчик работает в режиме суммирования, а при уменьшении — в режиме вычитания. Выходной код реверсивного счетчика поступает на кодирующее устройство, состоящее из двухступенчатого дешифратора и шифратора. Первая и вторая ступени выполнены соответственно в виде линейного и матричного дешифраторов.

Шифратор построен на логических элементах ИЛИ, входы которых соединены с выходами дешифратора таким образом, что каждому импульсу, поступившему на вход счетчика, соответствует

определенный код трехразрядного десятичного числа, соответствующий измеряемой амплитуде механических колебаний объекта измерения.

В устройство индикации входят элементы, выполненные на высоковольтных транзисторах, и три газоразрядных индикатора ИН-8, с помощью которых производится индикация десятичных чисел. Индикация амплитуд механических колебаний осуществляется только в том случае, если значения амплитуд бесселевой функции находятся в пределах гистерезиса нуль-индикатора. Включение индикации производится по цепи анодного питания индикаторов с помощью ключа, выполненного на транзисторе.

Метод измерения скорости механических колебаний, основанный на подсчете интерференционных полос, в последнее время получил довольно широкое распространение [49]. Измерение скорости механических колебаний этим методом основано на выделении однотипных фаз интерференционной картины на выходе фотоприемника 10 (рис. 43) с последующим подсчетом их электронным счетчиком. Изготовление специальной электронносчетной аппаратуры не всегда целесообразно. Достаточно подать сигнал с выхода фотоприемника 10 на вход цифрового частотомера 11, работающего в режиме счета импульсов и запускаемого от генератора 12. Для периодических колебаний абсолютная величина перемещения за время t_n равна $v_{ср}t_n$, где $v_{ср}$ — среднее значение скорости колебания. В этом случае число импульсов на выходе фотоприемника $N = 2mv_{ср}t_n/\lambda$, где m — коэффициент деления импульсов ($m=1$ соответствует подсчету максимумов и минимумов интерференционной картины). При изменении скорости гармонических колебаний объекта измерения интерферометр может быть настроен как измеритель пикового значения скорости. В этом случае $N = 4v_n t_n/\pi\lambda$, что соответствует времени счета импульсов $t_n = \pi\lambda 10^n/4$. Для лазера с $\lambda = 0,6328$ мкм при $n=0$; $t_n = 0,495$ и показания частотомера имеют размерность мкм/с, при $n=3$ — размерность мм/с и т. д.

При измерении амплитуды механических колебаний интерферометр настраивается как измеритель пикового значения амплитуд, и число импульсов на выходе фотоприемника

$$N = 8S_0 f_0 t_n / \lambda,$$

где f_0 — частота колебаний объекта измерения; t_n — время между запуском и остановкой счетчика частотомера; в этом случае $t_n = \lambda/8f_0$.

Модуляционный фотоэлектрический метод заключается в том, что опорное зеркало интерферометра приводится в движение с помощью вибратора с модулирующей частотой, намного меньшей, чем частота колебаний объекта измерения.

Функциональная схема интерферометра для реализации метода измерения амплитуд малых перемещений, в котором для модуляции опорного зеркала применен электрооптический кристалл ниобата лития, изображена на рис. 48 [8].

Излучение лазера 1, пройдя пластину 5, делится на две части, одна из которых направляется на объект измерения 6, а другая — через электрооптический кристалл 3 на неподвижное отражающее зеркало 2. Излучение лазера, отразившись от зеркала 2, снова направляется в кристалл 3 и, пройдя его, попадает на светоделительную пластину 5. На последней происходит наложение двух

совмещенных в пространстве волн, отраженных от объекта измерения 6 и неподвижного зеркала 2, в результате чего возникает поле интерференции.

Если на кристалл ниобата лития подать модулирующее напряжение $U_m \sin \Omega_1 t$ и кристалл расположить так, чтобы излучение лазера распространялось перпендикулярно его оптической оси, то будет иметь место фазовая модуляция излучения лазера. Фазовые задержки в случае поляризации излучения вдоль оси или перпендикулярно к ней соответственно будут

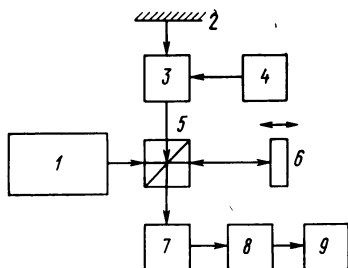


Рис. 48. Интерферометр с электрооптической фазовой модуляцией опорного излучения

$$\varphi_1 = \frac{\pi}{\lambda} r_{33} n_0^3 U_m \frac{l}{d} \text{ и } \varphi = \frac{\pi}{\lambda} r_{13} n_0^3 U_m l/d,$$

где r — электрооптические коэффициенты; n — показатели преломления; l/d — отношение длины кристалла к ширине его апертуры.

Если отражающая поверхность объекта измерения находится в гармоническом колебательном движении с амплитудой S_0 и частотой Ω , то электрические векторы, отраженные от колеблющейся поверхности 6 и прошедшие через электрооптический кристалл волн:

$$E_1 = 1/2 [A \exp \{-j(\omega + \omega_1)t\} + A^* \exp \{j(\omega + \omega_1)t\}; \\ E_2 = 1/2 [B \exp \{-j(\omega + \omega_D)t\} + B^* \exp \{j(\omega + \omega_D)t\},$$

где ω_D — доплеровская частота,

$$\omega_1 = \frac{\pi l}{\lambda d} r n_0^3 U_m \Omega_1 \sin \Omega_1 t,$$

а интенсивность переменная

$$I = E_{\text{оп}} E_{\text{отр}} \cos \frac{2\pi}{\lambda} [\delta_0 + 2(S_0 \cos \Omega t + S_1 \cos \Omega_1 t)], \quad (60)$$

где δ_0 — начальная оптическая разность хода; S_1 — амплитуда, определяемая глубиной модуляции $k=2\pi/\lambda$.

Переменная составляющая тока на выходе фотоприемника 7 определяется выражением

$$i = \beta \cos k [\delta_0 + 2(S_0 \cos \Omega t + S_1 \cos \Omega_1 t)]. \quad (61)$$

После преобразований и разложения в ряд Фурье выражение (61) примет вид

$$i = \beta \cos k \delta_0 \{ [J_0(2kS_0) - 2J_2(2kS_0) \cos 2\Omega t + \dots] [J_0(2kS_1) - \\ - 2J_2(2kS_1) \cos \Omega t + \dots] - [2J_1(2kS_0) \cos \Omega t - \\ - 2J_3(2kS_0) \cos 3\Omega t + \dots] [2J_1(2kS_1) \cos \Omega_1 t - \\ - 2J_3(2kS_1) \cos 3\Omega_1 t + \dots] \} - \beta \sin k \delta_0 \{ [2J_1(2kS_0) \cos \Omega t -$$

$$- 2J_3(2kS_0) \cos 3\Omega t + \dots] [J_0(2kS_1) - 2J_2(2kS_1) \cos 2\Omega_1 t + \dots] + \\ + [J_0(2kS_0) - 2J_2(2kS_0) \cos 2\Omega t + \dots] [2J_1(2kS_1) \cos \Omega_1 t - \\ - 2J_3(2kS_1) \cos 3\Omega_1 t + \dots]\},$$

где $J_n(kS)$ — бесселева функция k -го порядка аргумента kS .

Пропуская фототок через узкополосный фильтр 8, настроенный на частоту Ω_1 генератора 4, на его выходе будем иметь

$$i = 2\beta \sin k\delta_0 J_1(2kS_1) J_0(2kS_0) \cos \Omega_1 t.$$

Для определения амплитуды S_0 используем обращение в нуль бесселевой функции $J_0(2kS_0)$ при определенных амплитудах колебаний объекта. Амплитуда S_0 вычисляется по таблицам бесселевой функции. Так как множители $2\beta \sin k\delta_0$ и $J_1(2kS_1)$ зависят от постоянных величин, определяемых начальными условиями, то для достижения наибольшей чувствительности лазерного прибора путем регулировки начальной оптической разности хода δ_0 и амплитуды S_1 , определяемой величиной выходного напряжения генератора 4, достигается максимальное значение сомножителей $2\beta \sin k\delta_0$ и $J_1(2kS_1)$. При этом численное определение данных сомножителей необязательно, так как нахождение амплитуды перемещений основано на обращении в нуль $J_0(2kS_0)$.

Обращение в нуль $J_0(2kS_0)$ не зависит от нестабильности аппаратуры, и это является основным достоинством, обеспечивающим получение небольших погрешностей при измерениях амплитуд малых перемещений. С помощью обращения в нуль $J_0(2kS_0)$ определяют только дискретные значения амплитуд малых перемещений. Диапазон дискретных значений амплитуд, соответствующих нулям бесселевой функции нулевого порядка, лежит в пределах 0,1—10 мкм. Корни уравнения $J_0(2kS_0)=0$ с достаточной степенью приближения вычисляют по формуле

$$(2kS_0)_m = \frac{\pi(4m-1)}{4} + \frac{1}{\pi(4m-1)}.$$

Амплитуды колебаний объекта измерения находят по формуле

$$S_0 = (2kS_0)_m \lambda / 4\pi.$$

Очевидно, если амплитуда колебаний отражающей поверхности объекта измерения равна нулю, то значение $J_0(2kS_0)$ равно первому максимуму, а показание прибора 9

$$U_{\max} = 2\beta \sin k\delta_0 J_1(2kS_1).$$

Показание прибора 9 при амплитуде колебаний объекта, не равной нулю,

$$U_x = U_{\max} J_0(2kS_0).$$

В экспериментальных исследованиях на кристалл ниобата лития подавался модулирующий сигнал с частотой 80 Гц, что позволило измерять амплитуды механических колебаний в диапазоне 400 Гц—10 кГц. С помощью описанного метода можно производить измерения и недискретных амплитуд колебаний объекта. Для

этого определяют максимальное показание выходного прибора при амплитуде колебаний объекта, равной нулю

$$U_{\max} = 2\beta \sin k\delta_0 J_1(2kS_1),$$

и показание прибора ϑ при амплитуде колебаний объекта, не равной 0.

Зная полученные с помощью токоизмерительного прибора значения U_x и U_{\max} , а также его расположение относительно ближайшего нуля и экстремума бесселевой функции, можно определить величину $J_0(2kS_0)$ и соответствующее значение S_0 . Относительная погрешность измерения амплитуды колебаний объекта в этом случае в диапазоне 0,05—5 мкм не превышала 3%. При измерении амплитуд механических колебаний объекта, лежащих в диапазоне 10^{-2} А—0,1 мкм, следует учитывать влияние нестабильности оптической разности хода лучей на точность измерения.

2. АНАЛИЗ ПОГРЕШНОСТЕЙ МЕТОДОВ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ МЕХАНИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Основными источниками систематических погрешностей измерения малых амплитуд гармонических колебаний методом, основанным на использовании узкополосных фильтров, являются нестабильность интерферометра, несинусоидальность колебаний объекта измерения, нелинейность амплитудной характеристики цепи фотоэлектрического преобразования, недостаточно узкая полоса пропускания узкополосных фильтров.

Рассмотрим наиболее вероятные источники погрешности. Изменение δ_0 под влиянием тепловых деформаций узлов установки приводит к изменению амплитуды основной гармоники выходного сигнала фотоприемника. Для исключения этого влияния все измерения следует проводить при максимальной чувствительности интерферометра, что достигается, например, плавным смещением опорного зеркала относительно исходного положения при помощи подачи напряжения на пьезокерамику.

Другим вероятным источником погрешности является недостаточная жесткость установки, т. е. наличие частных резонансов в диапазоне, близком к рабочему. Поэтому по возможности не следует применять в конструкции консольных элементов.

Рассмотренный метод измерения малых амплитуд механических колебаний, основанный на использовании узкополосных фильтров, можно применять только к гармоническим колебаниям. В действительности колебания не являются строго синусоидальными. Как правило, эти искажения не превышают 5%.

В ряде работ исследовалось влияние несинусоидальности входного воздействия на погрешность показаний различных измерительных приборов. При определении некоторых функционалов (среднего, среднеквадратичного и др.) различные искажения входного сигнала по-разному влияют на результат измерения, однако в большинстве случаев изменение показаний исследуемого прибора значительно меньше коэффициента нелинейных искажений. Особенно нечувствительны к нелинейным искажениям приборы, определяющие среднее значение сигнала. Поскольку в этом слу-

чае реакцию исследуемого прибора можно рассматривать как реакцию на соответствующий параметр основной гармоники, целесообразно, по возможности, уменьшить влияние несинусоидальности колебания на точность измерения амплитуды основной гармоники.

Известно, что искажения колебания вибратора (объекта измерения) в значительной степени определяются одной из высших гармонических составляющих.

Пусть амплитуда n -й гармоники будет S_n , тогда переменная составляющая тока на выходе фотоприемника

$$i = \beta \sin k (\delta_0 + 2S_0 \sin \omega_0 t + 2S_n \sin n\omega_0 t), \quad (62)$$

где $k = 2\pi/\lambda$. После преобразований получим

$$\begin{aligned} i = \beta [\sin k (\delta_0 + 2S_n \sin n\omega_0 t) \cos (2kS_0 \sin \omega_0 t) + \cos k (\delta_0 + \\ + 2S_n \sin n\omega_0 t) \sin (2kS_0 \sin \omega_0 t) = \beta \{ [\sin k\delta_0 \cos (2k\delta_0 S_n \sin n\omega_0 t) + \\ + \cos k\delta_0 \sin (2kS_n \sin n\omega_0 t)] \cos (2kS_0 \sin \omega_0 t) + \\ + [\cos k\delta_0 \cos (2kS_n \sin n\omega_0 t) - \sin k\delta_0 \sin (2kS_n \sin n\omega_0 t)] \times \\ \times \sin (2kS_0 \sin \omega_0 t) \}. \end{aligned}$$

Разложение в ряд Фурье функций $\cos (z \sin \varphi)$ и $\sin (z \sin \varphi)$ имеет вид

$$\cos (z \sin \varphi) = J_0 (z) + 2 \sum_{m=1}^{\infty} J_{2m} (z) \cos 2m\varphi;$$

$$\sin (z \sin \varphi) = 2 \sum_{m=1}^{\infty} J_{2m-1} (z) \sin (2m-1) \varphi.$$

В первом выражении нет гармоники основной частоты, поэтому составляющие сигнала, содержащие члены этого вида, не проходят через фильтр, настроенный на частоту ω .

При разложении в ряде Фурье части выражения (62), содержащей члены вида $\sin (z \sin \varphi)$, получим

$$\begin{aligned} i = 2\beta \sum_{m=1}^{\infty} J_{2m-1} [2kS_0 \sin (2m-1) \omega_0 t] \left\{ \cos k\delta_0 \left[J_0 (2kS_n) + \right. \right. \\ \left. + 2 \sum_{m=1}^{\infty} J_{2m} (2kS_n \cos 2mn\omega_0 t) - \sin k\delta_0 \left[2 \sum_{m=1}^{\infty} J_{2m-1} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times (2kS_n) \sin (2m-1) n\omega_0 t \right] \right\}. \quad (63) \end{aligned}$$

Узкополосный фильтр выделяет первую гармонику из выражения (63), амплитуда которой в общем случае модулирована, т. е.

$$i_1 = 2\beta J_1 (2kS_0) \sin \omega_0 t \left\{ \cos k\delta_0 \left[J_0 (2kS_n) + 2 \sum_{m=1}^{\infty} J_{2m} (2kS_n) \times \right. \right.$$

$$\times \cos 2mn\omega_0 t \left] - \sin k\delta_0 2 \sum_{m=1}^{\infty} J_{2m-1}(2kS_0) \sin (2m-1)n\omega_0 t \right\}.$$

Глубина модуляции, а следовательно, и погрешность измерения амплитуды определяются соотношением, заключенным в выражении (63) в фигурные скобки и, в частности, первоначальной оптической разностью хода δ_0 . Если последнюю выбрать такой, чтобы $\sin k\delta_0 = 0$ (сумма в квадратных скобках всегда равна 1), то

$$i_1 = 2\beta J_1(2kS_0) \sin \omega t.$$

Это выражение полностью соответствует соотношению (57) при максимальной чувствительности установки и единичном сопротивлении нагрузки фотоприемника. Данная регулировка позволяет уменьшить систематическую погрешность из-за несинусоидальности колебаний вибратора до пренебрежимо малого значения.

Если полоса пропускания фильтров недостаточно узкая, на результаты измерения влияют частично прошедшие через фильтр высшие гармонические составляющие сигнала фотоприемника. Этим влиянием, однако, можно пренебречь, если крутизна характеристики используемых фильтров будет составлять 40 дБ/октава и более.

Источником систематической погрешности измерения малых амплитуд гармонических колебаний при автоматической регистрации и индикации результатов измерений являются факторы, влияющие на точность фиксации нулей бесселевой функции. На последнее влияют x_0 , φ , δ_0 , зависящие от распределения по поверхности фотокатода амплитуд и фаз интерферирующих волн и изменяющие амплитуду напряжения электрического сигнала на выходе усилителя ограничителя:

$$U = U_0 J_1 \left(\frac{4\pi S_0}{\lambda} \right) \sin \omega_0 t,$$

где

$$U_0 = 2k_\phi k_1 k_y \sqrt{P_{\text{изм}} P_{\text{оп}}} \exp - \left(\frac{x_0}{r} \right)^2 \times \\ \times \exp \left\{ -2\pi^2 \left(\frac{r}{\lambda} \right)^2 \psi^2 \right\} \cos \frac{2\pi \delta_0}{\lambda}.$$

Здесь k_ϕ — коэффициент передачи узкополосного фильтра; k_1 — коэффициент, характеризующий работу фотоприемника; $P_{\text{изм}}$, $P_{\text{оп}}$ — излучения в опорном и измерительном плечах; r — эффективный радиус сечения лазерного излучения; x_0 — величина смещения опорной и измерительной составляющих излучения относительно центра фотокатода; S_0 — амплитуда колебаний объекта измерения; ψ — угол между смешиваемыми составляющими излучения.

Изменения x_0 и ψ происходят в основном из-за неточной юстировки прибора, а изменение δ_0 связано с неточной юстировкой и с колебаниями температуры.

В этом случае статическая погрешность

$$\Delta U_0 = \frac{\partial U_0}{\partial x_0} \Delta x_0 + \frac{\partial U_0}{\partial \psi} \Delta \psi + \frac{\partial U_0}{\partial \delta_0} \Delta \delta_0 + \frac{\partial U_0}{\partial \delta_0} \frac{\partial \delta_0}{\partial t} \Delta t, \quad (64)$$

где Δx_0 , $\Delta \psi$, $\Delta \delta_0$, Δt — максимально допустимые значения.

Предполагая, что изменение δ_0 от температуры происходит по линейной зависимости $\delta_0 = (\delta_0 + \Delta \delta_0) (1 + \alpha t)$, где α — температурный коэффициент; t — температура окружающей среды, получим

$$\frac{\partial \delta_0}{\partial t} = (\delta_0 \pm \Delta \delta_0) \alpha.$$

После преобразований выражение (64) примет вид

$$\begin{aligned} \Delta U_0 = & 2k_\Phi k_1 k_y \sqrt{P_{\text{изм}} P_{\text{отр}}} \exp - \left(\frac{x_0}{r} \right) \exp - \\ & - \{ 2\pi^2 (r/\lambda)^2 \psi^2 \} \left[\left(-\frac{2x_0}{r^2} \cos \frac{2\pi \delta_0}{\lambda} \right) \Delta x_0 - \right. \\ & - \left(2\pi^2 \left(\frac{r}{\lambda} \right)^2 2\psi \cos \frac{2\pi \delta_0}{\lambda} \right) \Delta \psi - \left\{ \sin \left(\frac{2\pi \delta_0}{\lambda} \right) \frac{2\pi}{\lambda} \right\} \Delta \delta_0 - \\ & \left. - \left\{ \sin \left(\frac{2\pi \delta_0}{\lambda} \right) \frac{2\pi}{\lambda} (\delta_0 \pm \Delta \delta_0) \alpha \right\} \Delta t \right]. \quad (65) \end{aligned}$$

Минимальная величина амплитуды электрического сигнала, фиксируемая нуль-органом, определяется величиной гистерезиса последнего и не должна быть меньше величины ΔU , определяемой формулой (65).

Рассмотрим погрешности измерения с помощью метода, основанного на подсчете интерференционных полос [49]. Погрешность измерения в значительной степени зависит от длительности интервала измерения $t_{\text{из}}$. Для синусоидального колебания объекта измерения определяемой величиной является абсолютная (без учета направления движения) величина перемещения зеркала

$$S_\Sigma = \int_0^t [V_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_0)] dt,$$

где φ_0 — начальная фаза вибраций. Используя разложение функции $(\sin x)$ в ряд Фурье и выполняя интегрирование, получим

$$S_\Sigma = \frac{2}{\pi} V_0 t_n - \frac{2}{\pi} \frac{V_0}{\omega_0} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k(4k^2 - 1)} \cos(k\omega_0 t_n + \varphi) \sin k\omega_0 t_n.$$

Второй член последнего выражения определяется соотношением ω_0 и φ , которое в процессе измерения может быть случайным. Поэтому данный член определяет погрешность измерения

$$dS_{\Sigma} = \frac{1}{\omega_0 t_n} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k(4k^2 - 1)} \cos(k\omega_0 t_u + \varphi) \sin k\omega_0 t_n.$$

Максимальная величина погрешности имеет место, когда соотношение ω_0 и t_n таково, что произведение тригонометрических функций в первых членах ряда близко к единице. В этом случае

$$\Delta V \approx 0,06 T_0 / t_n,$$

где T_0 — период измеряемых механических колебаний. Последнее выражение позволяет определить минимально допустимую величину интервала измерения t_n для заданных технических характеристик прибора погрешности измерения и нижней границы диапазона измеряемых вибраций.

Экспериментальный анализ погрешности измерения малых амплитуд механических колебаний одночастотным лазерным интерферометром с применением узкополосных фильтров проводится по следующей методике.

Амплитуда электрического сигнала фотоприемника, выделяемого узкополосным фильтром, имеет вид

$$U = \frac{U_{\max}}{0,58} J_1 \left(\frac{4\pi S_0}{\lambda} \right),$$

где U_{\max} — максимальное показание прибора, измеряющего напряжение на выходе узкополосного фильтра; U — напряжение на выходе узкополосного фильтра.

Представим последнее выражение в виде

$$J_1 \left(\frac{4\pi S_0}{\lambda} \right) = 0,58 \frac{U}{U_{\max}}.$$

Среднеквадратичная погрешность измерения бесселевой функции I-го порядка, получаемая путем прямых измерений U и U_{\max} , определяется выражением

$$\sigma_{J_1 \left(\frac{4\pi S_0}{\lambda} \right)} = \frac{0,58}{U_{\max}} \sqrt{\sigma_U^2 + \frac{U^2}{U_{\max}^2} \sigma_{U_{\max}}^2},$$

где σ_U , $\sigma_{U_{\max}}$ — среднеквадратичные погрешности измерения соответственно U и U_{\max} .

Измерения проводят следующим образом. На выходе фотоприемника подключают вольтметр, с помощью которого измеряют максимальное напряжение на выходе узкополосного фильтра и значение напряжения, соответствующего первому нулю бесселевой функции.

На рис. 49, а показана гистограмма распределения результатов измерения функции $J_1 \left(\frac{4\pi S_0}{\lambda} \right)$. При измерениях переменного напряжения на выходе узкополосного фильтра невозможно определить знак отклонения измеряемой величины от нуля, поэтому полученные значения бесселевой функции, изображенные на гистограмме, имеют только положительные значения. Очевидно, что дан-

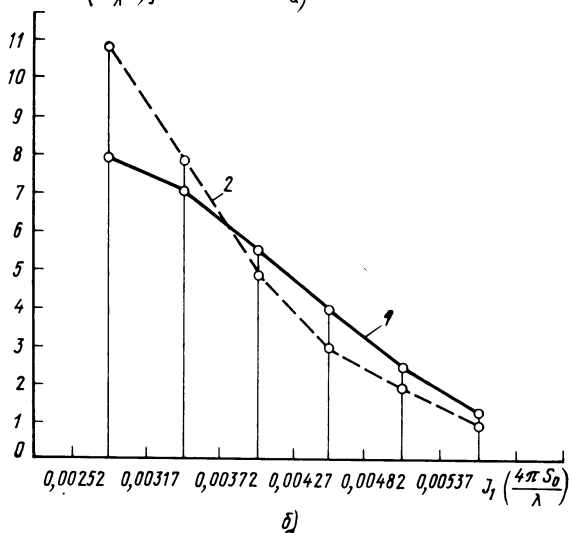
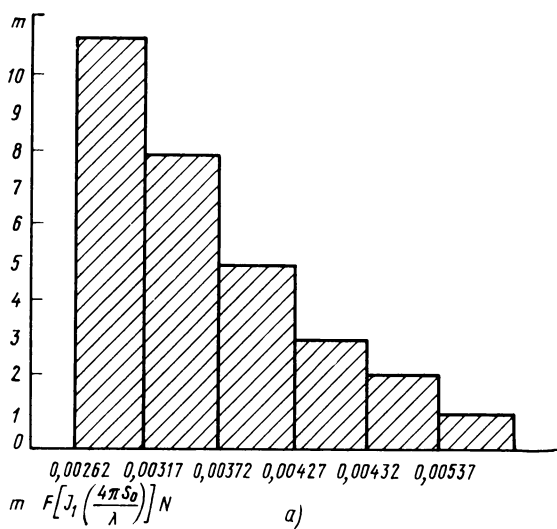


Рис. 49. Гистограмма распределения результатов измерения функции $J_1(4\pi S_0/\lambda)$ и частоты распределения

ные значения $J_1\left(\frac{4\pi S_0}{\lambda}\right)$ могут быть и отрицательными. При этом среднее эмпирическое результатов измерений совпадает с математическим ожиданием, т. е. нулевым значением бесселевой функции.

В качестве критерия соответствия параметров рассеивания результатов измерения нормальному закону распределения используем критерий Пирсона. На рис. 49, б приведены теоретическая 1 и эмпирическая 2 частоты распределения.

Полученное значение $\chi^2=1,688$ лежит в области допустимых значений, соответствующих наличию трех степеней свободы и 95%-му уровню значимости, и поэтому можно считать, что предположение о нормальном законе распределения не противоречит результатам измерений.

Среднеквадратичная погрешность, рассчитанная по приведенной выше формуле, $\sigma=0,003$.

Если предельная погрешность определения бесселевой функции $J_1(4\pi S_0/\lambda)=2,5$, то с доверительной вероятностью 98,75% $\sigma=0,0075$. Поскольку значения амплитуды колебаний находятся в зависимости от аргумента функции бесселя

$$S_0 = \frac{\left[\frac{4\pi S_0}{\lambda} \right] \lambda}{4\pi},$$

то, задавая функции $I_1(4\pi S_0/\lambda)$ соответствующие предельные отклонения, равные $2,5 \sigma$, получим погрешность определения амплитуды S_0 . Предельная погрешность измерения амплитуды колебаний на первом нуле функции бесселя не превышает 0,001 мкм. Относительная погрешность измерения не превышает в этом случае 0,5%.

Отклонение ΔS_0 измеряемого значения S_0 связано с полученным отклонением $\Delta J_1(4\pi S_0/\lambda)$ производной $J'_1(4\pi S_0/\lambda)$, которая определяется выражением

$$J'_1\left(\frac{4\pi S_0}{\lambda}\right) = -J_2\left(\frac{4\pi S_0}{\lambda}\right) + \frac{J_1\left(\frac{4\pi S_0}{\lambda}\right)}{4\pi S_0/\lambda},$$

где $I_2(4\pi S_0/\lambda)$ — бесселева функция 2-го порядка от аргумента $4\pi S_0/\lambda$. При этом зависимость ΔS_0 от $\Delta J_1(4\pi S_0/\lambda)$ может быть представлена в виде

$$\frac{\Delta S_0}{\Delta J_1\left(\frac{4\pi S_0}{\lambda}\right)} = \left| \frac{1}{-J_2\left(\frac{4\pi S_0}{\lambda}\right) + \frac{J_1\left(\frac{4\pi S_0}{\lambda}\right)}{4\pi S_0/\lambda}} \right|.$$

Поскольку значение производной бесселевой функции изменяется в зависимости от аргумента $4\pi S_0/\lambda$ в широких пределах, определение погрешности ΔS при одинаковой величине будет зависеть от определяемого значения амплитуды колебаний вибратора.

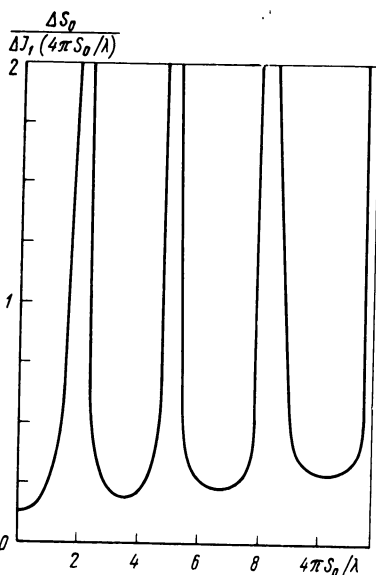


Рис. 50. Зависимость погрешности измерения амплитуды механических колебаний от значения аргумента $4\pi S_0/\lambda$

Характеристика этой зависимости приведена на рис. 50. Чем ближе среднее значение $J_1(4\pi S_0/\lambda)$ к нулю, тем меньше погрешность определения амплитуды колебаний вибратора. С увеличением порядкового номера нуля бесселевой функции абсолютная погрешность измерения амплитуды несколько возрастает, так как величина $J(4\pi S_0/\lambda)$ уменьшается. Максимальная погрешность измерения амплитуды будет при значениях аргумента $4\pi S_0/\lambda$, соответствующих максимумам бесселевых функций.

3. МЕТОДЫ И СРЕДСТВА ИЗМЕРЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ МЕХАНИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ, ОСНОВАННЫЕ НА ИСПОЛЬЗОВАНИИ ДВУХЧАСТОТНЫХ ИСТОЧНИКОВ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ОДНОЧАСТОТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ДВУХЧАСТОТНОЕ

Двухчастотные лазерные интерферометры отличаются от одночастотных тем, что излучение лазера в опорном плече интерферометра каким-либо образом смещается по частоте относительно излучения в измерительном плече. Они по сравнению с одночастотными обладают целым рядом существенных преимуществ. Основное преимущество заключается в том, что измеряемая величина преобразуется в пропорциональный сдвиг фазы электрического сигнала на выходе фотоприемника, имеющего частоту, равную разности частот интерферирующих волн. Высокая частота выходного сигнала фотоприемника (по сравнению с нулевой несущей частотой в одночастотных лазерных интерферометрах), равная разности частот интерферирующих волн, позволяет осуществлять анализ выходного сигнала фотоприемника в частотном диапазоне выше области низкочастотных шумов фотоприемника и лазера. Это обеспечивает воспроизведение параметров движения объектов измерения с высокими скоростями, частотой и произвольным законом изменения во времени и пространстве.

Принцип действия двухчастотных лазерных интерферометров, предназначенных для измерения параметров механических колебаний так же, как и одночастотных, основан на измерении доплера

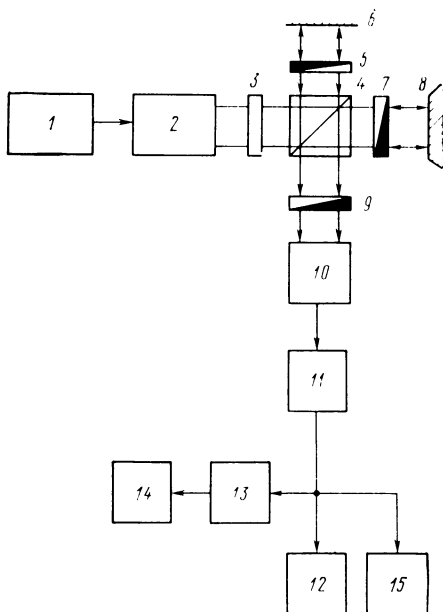


Рис. 51. Двухчастотный поляризационный интерферометр

ровской частоты, которая выделяется наложением двух совмещенных в пространстве волн. Рассматриваемые интерферометры можно разделить на две основные группы: с поляризационным разделением излучения ОКГ в опорном и измерительном плечах интерферометра и с пространственным.

Наиболее простым из поляризационных двухчастотных лазерных интерферометров является модифицированный интерферометр Майкельсона (рис. 51).

Излучение двухчастотного источника когерентного излучения 1 с помощью коллиматора 2 расширяется и направляется через четвертьволновую пластину 3 на призму-кубик с полупрозрачной поверхностью 4, с помощью которой разделяется на две части и проходит по двум направлениям: через поляризатор 5 и далее на неподвижный отражатель 6 (опорное плечо интерферометра); через поляризатор 7 на второй отражатель 8, перемещающийся вместе с объектом измерения (измерительное плечо интерферометра). Отраженные от поверхностей отражателей 6 и 8 составляющие излучения совмещаются на поляризаторе 9 и интерferируют. Поле интерференции воспринимается фотоприемником 10.

Пусть электрические векторы соответственно опорной и отраженной от колеблющейся поверхности волн [16]

$$E_1 = \frac{1}{2} [A \exp -j(\omega + \Omega)t + A^* \exp j(\omega + \Omega)t]; \quad (66)$$

$$E_2 = \frac{1}{2} [B \exp -j(\omega + \omega_D)t + B^* \exp j(\omega + \omega_D)t].$$

В некоторой области поля происходит суперпозиция волн и суммарный электрический вектор

$$E = E_1 + E_2,$$

а интенсивность

$$E^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2. \quad (67)$$

Подставляя соотношения (66) в выражение (67), находим

$$\begin{aligned} E^2 = & \frac{1}{4} [A^2 \exp -j2(\omega + \Omega)t + A^{*2} \exp j2(\omega + \Omega)t + 2AA^* + \\ & + B^2 \exp -j2(\omega + \omega_D)t + B^{*2} \exp j2(\omega + \omega_D)t + 2BB^* + \\ & + 2AB \exp -j(2\omega + \Omega + \omega_D)t + 2AB^* \exp j(-\Omega + \omega_D)t + \\ & + 2A^*B \exp j(\Omega - \omega_D)t + 2A^*B^* \exp j(2\omega + \Omega + \omega_D)t], \end{aligned} \quad (68)$$

где Ω — частота, на которую сдвинуто излучение в опорном плече интерферометра относительно измерительного; ω_D — доплеровское изменение частоты излучения, отраженного от поверхности отражателя 8.

Усреднение во времени в интервале, большем по сравнению с периодом $T = 2\pi/\omega$, приведет к тому, что члены, содержащие в показателях элементы 2ω , $2(\omega + \Omega)$, $2\omega + \Omega - \omega_D$, стремятся к нулю. Переходя в выражении (68) от комплексных величин к действительным и считая, что волны распространяются в направлении z , получим

$$\begin{aligned} I = & \frac{1}{2} a_x^2 + \frac{1}{2} b_x^2 + a_x b_x \cos [(\Omega - \omega_D)t + \varphi] = \\ = & E_{\text{оп}}^2 + E_{\text{отр}}^2 + 2E_{\text{оп}}E_{\text{отр}} \cos [(\Omega - \omega_D)t + \varphi]. \end{aligned} \quad (69)$$

Из выражения (69) видно, что имеется несущая частота Ω , отличная от нуля, модулированная частотой ω_D .

Ток в нагрузке фотоприемника 10 описывается выражением

$$i_{\text{ф}} = \beta \{ P_{\text{отр}} + P_{\text{оп}} + 2\sqrt{P_{\text{отр}}P_{\text{оп}}} \cos [(\Omega - \omega_D)t + \varphi] \}.$$

Выходной сигнал фотоприемника содержит переменную составляющую $2\beta\sqrt{P_{\text{отр}}P_{\text{оп}}} \cos [(\Omega - \omega_D)t + \varphi]$, в которой доплеровская частота изменяется по закону, определяемому форму-

дой (49) и, следовательно, содержит информацию о движении контролируемого объекта.

Обработку переменной составляющей выходного сигнала фотоприемника осуществляют разными методами. Так, метод измерения малых амплитуд гармонических колебаний, основанный на использовании узкополосного фильтра 11 [17], заключается в том, что из выходного сигнала фотоприемника 10, преобразующего поле интерференции в электрический сигнал, выделяется несущая частота, равная разности частот интерферирующих волн, амплитуда которой связана определенной зависимостью с амплитудой колебаний объекта измерения. Последняя может быть замерена с помощью обычного токоизмерительного прибора 15 или осциллографа 12.

При гармоническом колебательном движении объекта измерения доплеровское изменение частоты излучения определится соотношением

$$\omega_D = \frac{2\omega v_0}{c} \sin \omega_0 t = \frac{4\pi v_0}{\lambda} \sin \omega_0 t,$$

где v_0 — амплитуда скорости перемещения объекта измерения; ω_0 — частота колебаний объекта измерения.

В этом случае частота колебаний излучения лазера, отраженного от объекта измерения, определится как

$$\omega = \omega \left(1 + \frac{2v_0}{c} \sin \omega_0 t \right),$$

а отраженная от объекта измерения световая волна

$$E_2 = E_{\text{отр}} \cos \left(\omega t + \frac{2\omega v_0}{c\omega_0} \cos \omega_0 t \right) = E_{\text{отр}} \cos \left(\omega t + \frac{2\pi S_0}{\lambda} \sin \omega_0 t \right).$$

Переменная составляющая электрического сигнала на выходе фотоприемника 10, с учетом распределения по поверхности фотокатода амплитуд и фаз отраженного от объекта измерения и опорного оптических сигналов, описывается выражением

$$U = 2\beta \sqrt{P_{\text{отр}} P_{\text{оп}}} \exp - \left(\frac{x_0}{r} \right)^2 \exp - 2\pi^2 \left(\frac{r}{\lambda} \right)^2 \psi^2 \cos \left(\Omega t - \frac{4\pi S_0}{\lambda} \sin \omega t \right), \quad (70)$$

где β — параметр, учитывающий характеристики фотоприемника. Разложение выражения (70) в ряд Фурье имеет вид

$$U = 2\beta \sqrt{P_{\text{отр}} P_{\text{оп}}} \exp - \left(\frac{x_0}{r} \right)^2 \exp - 2\pi^2 \left(\frac{r}{\lambda} \right)^2 \psi^2 \left\{ J \left(\frac{4\pi S_0}{\lambda} \right) \cos \Omega t + \right. \\ \left. + \sum_{k=1}^{\infty} J_k \left(\frac{4\pi S_0}{\lambda} \right) \cos (\Omega + k\omega_0) t + \right.$$

$$+ \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k J_k \left(\frac{4\pi S_0}{\lambda} \right) \cos (\Omega - k\omega_0) t, \quad (71)$$

где $J_k(4\pi S_0/\lambda)$ — функция Бесселя k -го порядка аргумента $4\pi S_0/\lambda$.

Как видно из выражения (71), амплитуда колебаний частоты Ω определяется функцией Бесселя нулевого порядка, имеющей квазипериодический характер. При значениях $4\pi S_0/\lambda = 2,4; 5,52; 8,65; 11,79$ и т. д. функция $J_0(4\pi S_0/\lambda)$, а следовательно, амплитуда колебаний гармоники с частотой Ω обращается в нуль. Таким образом, пользуясь этим свойством функции Бесселя, можно с помощью одного узкополосного фильтра 11 (рис. 51), настроенного на частоту Ω , определять значения аргумента, соответствующие вибро-смещениям объекта измерения.

Корни уравнения $J_0(4\pi S_0/\lambda) = 0$ могут быть с достаточной степенью приближения вычислены по формуле

$$\left(\frac{4\pi S_0}{\lambda} \right)_m = - \frac{\pi (4m - 1)}{4} + \frac{1}{\pi (4m - 1)}, \quad (72)$$

а амплитуды колебаний объекта измерения, соответствующие нулям бесселевой функции нулевого порядка, найдены по формуле

$$S_0 = (4\pi S_0/\lambda)_m \lambda / 4\pi. \quad (73)$$

Ширину полосы пропускания фильтра $\Delta\Omega$, настроенного на частоту Ω , определяют из условия $\Delta\Omega < 2\omega_0$.

В табл. 2 приведены рассчитанные по формулам (72) и (73) значения корней функций $J_0(4\pi S_0/\lambda)$ и соответствующие им амплитуды колебаний для $\lambda = 0,6328$ мкм.

Расширение пределов измерений и автоматическую регистрацию и индикацию результатов измерений можно осуществить с помощью интерферометра Майкельсона (рис. 51), если произвести квантование выходного сигнала узкополосного фильтра. Это осуществляется с помощью устройства 13 обработки выходного электрического сигнала узкополосного фильтра 11. Индикация результатов измерений производится с помощью устройства индикации 14.

Если лазерный двухчастотный интерферометр обладает хорошей стабильностью, то амплитуда напряжения на выходе узкополосного фильтра связана строгой, хотя и неоднозначной, зависимостью с амплитудой колебания объекта S_0 . Если амплитуда колебаний объекта измерения равна нулю, то функция $J_0 \left(\frac{4\pi S_0}{\lambda} \right)$ принимает значение, равное ее первому максимуму. При этом показание вольтметра 15, подключенного к выходу узкополосного фильтра,

$$U = 2\beta \sqrt{P_{\text{отр}} P_{\text{оп}}} \exp - \left(\frac{x_0}{r} \right)^2 \exp - 2\pi^2 \left(\frac{r}{\lambda} \right)^2 \psi^2,$$

Таблица 2

Номер по пор.	$2 \kappa S_0$	S_0 , мкм	Номер по пор.	$2 \kappa S_0$	S_0 , мкм
1	2,401	0,122	41	127,957	6,447
2	5,524	1,278	42	131,097	6,605
3	8,652	0,437	43	134,237	6,763
4	11,795	0,594	44	137,377	6,921
5	14,932	0,752	45	140,517	7,080
6	18,069	0,910	46	143,657	7,238
7	21,207	1,068	47	146,797	7,396
8	24,345	1,227	48	149,937	7,554
9	27,484	1,385	49	153,077	7,712
10	30,623	1,543	50	156,217	7,871
11	33,762	1,701	51	159,357	8,029
12	36,902	1,859	52	162,497	8,187
13	40,041	2,017	53	165,637	8,345
14	43,181	2,176	54	168,776	8,503
15	46,320	2,334	55	171,916	8,662
16	49,460	2,492	56	175,056	8,820
17	52,600	2,650	57	178,196	8,978
18	55,739	2,808	58	181,336	9,136
19	58,879	2,966	59	184,476	9,294
20	62,019	3,125	60	187,616	9,453
21	65,159	3,283	61	190,756	9,611
22	68,299	3,441	62	193,896	9,769
23	71,438	3,599	63	197,036	9,927
24	74,578	3,757	64	200,176	10,085
25	77,718	3,916	65	203,316	10,244
26	80,858	4,074	66	206,456	10,402
27	83,998	4,232	67	209,596	10,560
28	87,138	4,390	68	212,736	10,718
29	90,278	4,548	69	215,876	10,876
30	93,418	4,707	70	219,016	11,035
31	96,558	4,865	71	222,156	11,193
32	99,698	5,023	72	225,296	11,351
33	102,837	5,181	73	228,436	11,509
34	105,977	5,339	74	231,576	11,667
35	109,117	5,498	75	234,716	11,826
36	112,257	5,656	76	237,856	11,984
37	115,397	5,814	77	240,996	12,142
38	118,537	5,972	78	244,136	12,300
39	121,677	6,130	79	247,276	12,458
40	124,817	6,289			

откуда напряжение на выходе узкополосного фильтра при амплитудах колебаний объекта измерения, не равных нулю, определяется выражением

$$U = 2\beta \sqrt{P_{\text{отр}} P_{\text{оп}}} \exp - \left(\frac{x_0}{r} \right)^2 \exp - 2\pi^2 \left(\frac{r}{\lambda} \right)^2 \Psi^2 J_0 \left(\frac{4\pi S_0}{\lambda} \right).$$

Максимальное значение выходного напряжения узкополосного фильтра U_m наблюдается в том случае, когда амплитуда вибраций объекта измерения равна нулю. Таким образом, в диапазоне до первого нуля бесселевой функции нулевого порядка, соответствующего значению амплитуды механических колебаний объекта измерения, равной 0,123 мкм, выходное напряжение узкополосного фильтра изменяется от максимального значения U_m до нуля. Это изменение выходного напряжения узкополосного фильтра соответствует изменению амплитуды механических колебаний объекта измерения в пределах от 0 до 0,123 мкм.

Амплитуда выходного напряжения узкополосного фильтра в диапазоне до первого нуля бесселевой функции определяется как

$$U_{\Phi} = U_m J_0 \left(\frac{4\pi S_0}{\lambda} \right),$$

а аргумент бесселевой функции лежит в пределах $2,4 > 4\pi S_0/\lambda > 0$.

Для измерения амплитуд вибраций до 0,123 мкм необходимо, чтобы значение U_m сохранилось постоянным. Так как на величину максимального напряжения влияют x_0 , φ_0 , т. е. неточность юстировки и другие факторы, то перед работой производится установка заданной величины U_m с помощью регулировки коэффициента усиления усилителя. Напряжение на выходе усилителя устанавливается таким, чтобы $U_m = U_{оп}$. После этого напряжение с выхода усилителя поступает на аналого-цифровой преобразователь.

В режиме измерения амплитуды вибраций объекта каждому значению кода преобразователя соответствует строго определенное значение бесселевой функции $J_0(4\pi S_0/\lambda)$, а следовательно, определенное значение амплитуды вибраций объекта. Так как большинство аналого-цифровых преобразователей имеет выходной двоичный или двоично-десятичный код, то необходимо специальное кодирующее устройство для преобразования выходного кода аналого-цифрового преобразователя в десятичный код амплитуды колебаний объекта измерения, который фиксируется на табло прибора с помощью цифровых индикаторов.

Блок-схема устройства обработки информации приведена на рис. 52. Узкополосный фильтр 1 построен на кварцевых резонаторах. Центральная частота фильтра равна частоте биений между опорным и измерительным оптическими сигналами Ω . Выпрямитель 2 построен на двух операционных усилителях УТ401Б.

Усилитель 3 реализован на операционном усилителе (К2УТ841) и имеет полосу пропускания до 10 кГц.

Регулировка коэффициента усиления осуществляется путем изменения сопротивления в цепи обратной связи усилителя. В режиме компенсации выходное напряжение усилителя подается на схему сравнения 5, на второй вход которой подается высокостабилизированное опорное напряжение 4. Выход схемы сравнения подключен к микроамперметру 6. В режиме измерения напряже-

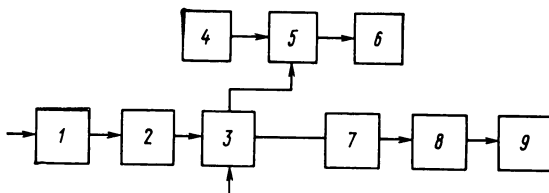


Рис. 52. Блок-схема устройства обработки информации

ние с усилителя поступает на аналого-цифровой преобразователь 7. Шаг квантования выходного напряжения усилителя по уровню определяет разрешающую способность прибора. При этом погрешность преобразования оказывает существенное влияние на точность измерения амплитуды колебаний объекта измерения. Одним из наиболее простых и эффективных методов автоматической коррекции интегральной систематической погрешности является аддитивный итерационный метод, позволяющий получить относительную погрешность преобразования, не превышающую 0,1%.

При $U_m = U_{оп} = 10$ В и равномерном шаге квантования с $P = 10$ мВ количество двоичных разрядов на выходе преобразователя

$$n \geq \log\left(\frac{U_m}{\Delta P} + 1\right) = 10.$$

Это соответствует средней разрешающей способности прибора 3 Å.

Устройство кодирования информации 8 реализуется на микросхемах серии 133. Индикация 9 осуществляется с помощью люминесцентных индикаторов ИВ-3(8).

Двухчастотный лазерный интерферометр с двухчастотным режимом генерации лазера приведен на рис. 53 [9, 18]. Интерферометр предназначен для измерения скорости механических колебаний и линейных перемещений. Двухчастотный режим генерации лазера осуществляется при помощи эффекта Зеемана.

Двухчастотное излучение лазера 6 через коллиматор 7 и четвертьволновую пластину 8, преобразующую круговые поляризации в ортогонально линейные, поступает на призму-кубик. После прохождения двухчастотного излучения лазера через полупрозрачные поверхности 9, 12 и поляризаторы 11, 13, ориентированные под углом 90° друг к другу, составляющая излучения лазера с частотой $\omega + \Omega$ проходит в опорное плечо интерферометра (на неподвижное зеркало 10), а составляющая излучения лазера с частотой

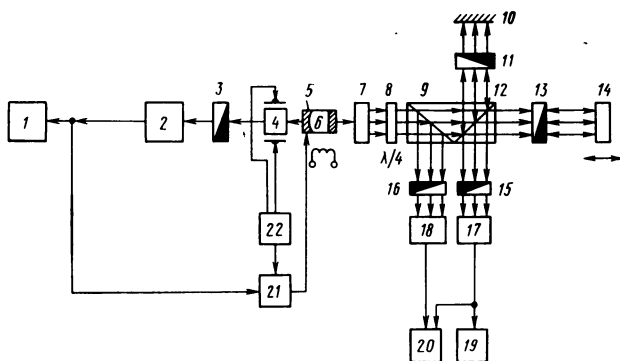


Рис. 53. Интерферометр с двухчастотным режимом генерации лазера

ω — в измерительное (на объект измерения 14). Поляризационный фильтр 15 позволяет выделить интерференционную картину, полюсы которой перемещаются с частотой Ω , что вызывает переменный фототок в фотоприемнике 17. Подавая электрический сигнал с фотоприемника 17 на частотный детектор 19, который воспроизводит закон изменения мгновенной частоты модулированного колебания, на его выходе получим напряжение, пропорциональное скорости колеблющегося объекта.

Для измерения линейных перемещений в интерферометре используют поляризатор 16 и фотоприемник 18, регистрирующий биения с частотой Ω . Если объект измерения неподвижен, то на выходе фотоприемника 17 регистрируются биения с той же частотой Ω , что соответствует интерференционной картине, бегущей с той же частотой. Если отражающая поверхность объекта измерения 14 перемещается, то частота Ω меняется из-за эффекта Доплера, что соответствует интерференционной картине, перемещающейся с частотой $\Omega + \omega_d$.

Сравнивая электрические сигналы с фотоприемников 17 и 18 с помощью блока электронной обработки 20 выделяется доплеровский сдвиг частоты, пропорциональный скорости перемещения объекта измерения. Относительный набег фазы на период, регистрируемый в виде импульсов, соответствует смещению отражательной поверхности объекта измерения 14 на $\lambda/2$.

Как показали экспериментальные исследования, для надежной работы интерферометра необходимо стабилизировать как несущую частоту (частоту биений) Ω , так и абсолютные значения частот ω и $\omega + \Omega$.

Необходимо также обеспечить высокую воспроизводимость длины волны λ источника излучения. В двухчастотном лазерном интерферометре (см. рис. 53) такая стабилизация может осуществляться с помощью автоподстройки частоты. Автоподстройка частоты, основанная на эффекте Зеемана с внешним дискриминатором, имеет ряд преимуществ перед другими видами автоподстроек и осуществляется следующим образом.

Излучение лазера 6 с двухчастотным режимом генерации, содержащее компоненты с правой и левой круговыми поляризациями, направляется на электрооптический кристалл 4, который в электрическом поле работает как четвертьволновая пластинка, преобразуя круговую поляризацию света в линейную и, кроме того, поворачивает плоскость поляризации прошедшего через него света. При наложении поля на кристалл 4 плоскости поляризации составляющих света поворачиваются на 90° и через поляризатор 3 проходит только одна составляющая. На электрооптический кристалл 4 подаются знакопеременные импульсы напряжения прямоугольной формы. Интенсивность составляющих, поочередно регистрируемых фотоэлектрическим преобразователем 2, сравнивается на фазовом детекторе 21, на который опорное напряжение поступает от генератора 22 с частотой и фазой модулирующего напряжения. Разность интенсивностей преобразуется в постоянный сигнал ошибки, величина которого зависит соответственно от величины и фазы сигнала ошибки и может контролироваться осциллографом 1.

Полученное в результате несовпадение собственной частоты f_n резонатора с частотой атомного перехода f_0 постоянное напря-

жение подается на пьезокристалл 5. При этом перемещается подвижное зеркало резонатора лазера 6, стремясь максимально приблизить собственную частоту f_n к f_0 .

Экспериментальные исследования двухчастотного лазерного интерферометра показали, что приведенная к верхнему пределу относительная погрешность измерения скорости гармонических колебаний объекта измерения в диапазоне 0,2—20 мм/с составляет 1,2%. Интерферометр позволяет получить электрический сигнал, пропорциональный механическим колебаниям сложной формы объекта измерения с динамической погрешностью, не превышающей 4%.

Рассмотрим принципы построения интерферометров с поляризационными преобразователями одночастотного когерентного излучения в двухчастотное и их характеристики, зависящие от качества работы преобразователей [20].

Интерферометры с преобразователями одночастотного когерентного излучения в двухчастотное, реализованными с помощью вращающейся фазовой пластинки. Интерферометр с преобразователем, работа которого основана на прохождении циркулярно-поляризованного излучения через вращающуюся фазовую пластину, изображен на рис. 54. Когерентное излучение от источника 1 делится призмой-кубиком 2 на две части, одна из которых направляется через четвертьволновую пластину 3 на объект измерения 4, а другая — на преобразователь, состоящий из неподвижных фазовых пластин 9, 12 и вращающейся от электродвигателя 10 фазовой пластинки 11.

С помощью преобразователя когерентное излучение сдвигается по частоте. После этого оно через систему зеркал 8, 7, 5 поступает на призму-кубик 13. Таким образом, на фотоприемник 14 приходят составляющие излучения от опорного и измерительного плеч интерферометра, одинаково поляризованные. Интерференционное поле воспринимается фотоприемником 14, выходной сигнал которого подается на частотный детектор 15.

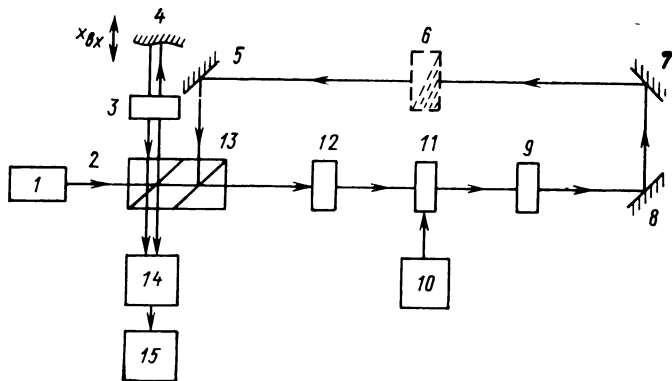


Рис. 54. Двухчастотный интерферометр с вращающейся фазовой пластиной в опорном плече

Излучение источника I описывается выражением

$$L_1 = \mathbf{e}_x = E \exp j\omega t.$$

После прохождения этого излучения через элементы 2, 13, 12, 11, 9, 8, 7, 5, 13, 2, описываемых поляризационной матрицей (в элементах 8, 7, 5 пренебрегаем поглощением интенсивности излучения)

$$M_{\text{оп}} = \begin{bmatrix} T_x & 0 \\ 0 & T_y \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_x & 0 \\ 0 & T_y \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{bmatrix} \left[\cos^2 \theta \exp(j\delta/2) + \sin^2 \theta \exp(-j\delta/2) \right. \\ \times \left. \frac{j \sin 2\theta \sin \delta/2}{\cos^2 \theta \exp(-j\delta/2) + \sin^2 \theta \exp(j\delta/2)} \right] \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & -j \\ -j & 1 \end{bmatrix} \times \\ \times \begin{bmatrix} T_x & 0 \\ 0 & T_y \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_x & 0 \\ 0 & T_y \end{bmatrix},$$

поляризационная матрица когерентного излучения опорного плеча интерферометра для вращающейся полуволновой пластины, т. е. для $\delta = \pi$ и $2\theta = 2\Omega$, примет вид

$$L_{\text{оп}} = L_1 M_{\text{оп}} = E T_{\text{хоп}} \exp j(\omega - 2\Omega)t \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}.$$

После прохождения излучения источника через элементы 2, 3, 4, 3, 2, описываемых поляризационной матрицей

$$M_{\text{изм}} = \begin{bmatrix} T_x & 0 \\ 0 & T_y \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{\text{об}} & 0 \\ 0 & T_{\text{об}} \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_x & 0 \\ 0 & T_y \end{bmatrix},$$

поляризационная матрица когерентного излучения измерительного плеча интерферометра для объекта 4, находящегося в движении, описывается выражением

$$L_{\text{изм}} = L_1 M_{\text{изм}} = E T_{\text{хизм}} \exp j \left(\omega t + \int_0^t \frac{4\pi x_{\text{вх}}(t)}{\lambda} \right) \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}.$$

Переменная составляющая интенсивности лазерного излучения на входе фотоприемника

$$I = 2E^2 T_{\text{хоп}} T_{\text{изм}} \exp j \left[2\Omega t + \int_0^t \frac{4\pi x_{\text{вх}}(t)}{\lambda} \right]. \quad (74)$$

Переменная составляющая выходного тока фотоприемника I_{Φ} определяется зависимостью

$$i_{\Phi} = \beta E^2 T_{\text{хоп}} T_{\text{изм}} \exp \left\{ j \left(2\Omega t + \int_0^t \frac{4\pi x_{\text{вх}}(t)}{\lambda} \right) \right\}. \quad (75)$$

Напряжение на выходе частотного детектора представляет собой производную от переменной фазы выходного сигнала фотоприемника (74)

$$u_{\text{чд}} = S_{\text{чд}} \frac{d\theta(t)}{dt} = S_{\text{чд}} \frac{d \int_0^t \frac{4\pi x_{\text{вх}}(t)}{\lambda}}{dt} \quad (76)$$

или $u_{\text{чд}} = kx_{\text{вх}}$, т. е. выходной сигнал частотного детектора пропорционален скорости движения объекта измерения 3.

Рассмотрим влияние неточности изготовления элементов, входящих в преобразователь, и неточности его юстировки на работу интерферометра. При неточном изготовлении вращающейся фазовой полуволновой пластины 11, т. е. при $\delta = \pi + \Delta\delta$, где $\Delta\delta$ — отклонение фазового сдвига от π , поляризационная матрица когерентного излучения опорного плеча интерферометра примет вид

$$L_{\text{оп}}' = ET_{\text{хоп}} \begin{bmatrix} -\exp j\omega t \sin \Delta\delta/2 \\ -\exp j(\omega - 2\Omega)t \cos \Delta\delta/2 \end{bmatrix}. \quad (77)$$

При неточном изготовлении четвертьволновой пластины 12 ($\delta_1 = \pi/2 + \Delta\delta_1$) поляризационная матрица когерентного излучения опорного плеча

$$L_{\text{оп}}'' = ET_{\text{хоп}} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j \cos \Delta\delta_1/2 \exp j(\omega - 2\Omega)t + \\ + j \sin \Delta\delta_1/2 \exp j(\omega + 2\Omega)t \\ + \sin \Delta\delta_1/2 \exp j(\omega + 2\Omega)t \end{bmatrix}. \quad (78)$$

При неточной установке четвертьволновой пластины 12 ($\theta_1 = -\frac{\pi}{4} + \Delta\theta_1$) поляризационная матрица когерентного излучения опорного плеча интерферометра

$$L_{\text{оп}}''' = ET_{\text{хоп}} \begin{bmatrix} \exp j(\omega + 2\Omega)t (j - \sin 2\Delta\theta_1 - j \cos 2\Delta\theta_1) \\ -\exp j(\omega - 2\Omega)t (1 + j \sin 2\Delta\theta_1 + \cos 2\Delta\theta_1) \end{bmatrix}. \quad (79)$$

Как видно из выражений (77), (78), (79), неточное изготовление элементов и неточная юстировка оптического преобразователя ведут к появлению ортогонально поляризованных составляющих, которые можно подавить с помощью поляризатора 6.

В этом случае нежелательные факторы будут влиять только на амплитуду выходного сигнала фотоприемника, описываемого зависимостью (75).

Интерферометр с преобразователем, работа которого основана на прохождении линейно-поляризованного когерентного излучения через вращающуюся фазовую пластинку, изображен на рис. 55.

Линейно-поляризованное когерентное излучение от источника 2 направляется на преобразователь одночастотного когерентного излучения в двухчастотное, состоящий из вращающейся от электродвигателя 1 полуволновой фазовой пластинки 3 и неподвижной

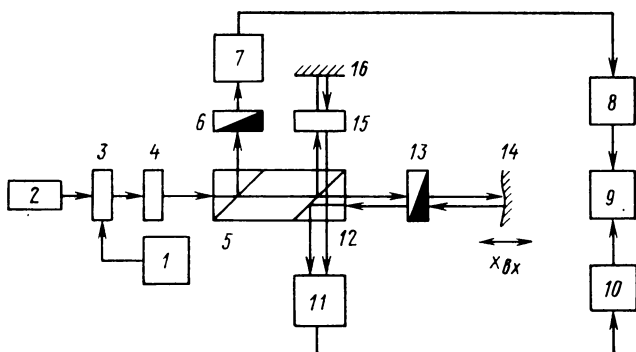


Рис. 55. Двухчастотный интерферометр с вращающейся фазовой пластиной

четвертьволновой пластинки 4. С помощью преобразователя линейно-поляризованное излучение преобразуется в двухчастотное с ортогонально поляризованными частотными составляющими $\omega - 2\Omega$ и $\omega + 2\Omega$.

После прохождения двухчастотного когерентного излучения через полупрозрачные поверхности 5, 12 призмы-кубика, поляризатора 13 и четвертьволновой пластинки 15 составляющая когерентного излучения с частотой $\omega - 2\Omega$ проходит в опорное плечо интерферометра на отражающее зеркало 16, а составляющая излучения с частотой $\omega + 2\Omega$ — в измерительное плечо интерферометра. На фотоприемник 11 направляются составляющие лазерного излучения, отраженные от объекта измерения 14 и референтного зеркала 16. Для исключения влияния нестабильности скорости вращения фазовой пластинки 3 введены дополнительно поляризатор 6 и фотоприемник 7.

Частота электрического сигнала на выходе фотоприемника 7 пропорциональна скорости вращения фазовой пластинки 3. Для компенсации нестабильности вращения фазовой пластинки 3 используются два частотных детектора: 8 и 10, выходные сигналы которых суммируются сумматором 9 таким образом, что амплитуда электрического сигнала на выходе сумматора равна нулю, когда частоты выходных сигналов фотоприемников 7 и 11 равны.

Таким образом, на выходе сумматора получим сигнал, пропорциональный скорости движения объекта 14.

Излучение источника 2 описывается выражением $e_x = E \exp j\omega t$.

После прохождения его через элементы 3, 4, 5, 12, 13, 14, 13, 12, описываемых поляризационной матрицей

$$M_{\text{изм}} = \begin{bmatrix} T_x & 0 \\ 0 & T_y \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{06} & 0 \\ 0 & T_{06} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_x & 0 \\ 0 & T_y \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_x & 0 \\ 0 & T_y \end{bmatrix} \times \\ \times \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos^2 \theta \exp j\delta/2 + \sin^2 \theta \exp -j\delta/2 & j \sin 2\theta \sin \delta/2 \\ j \sin 2\theta \sin \delta/2 & \cos^2 \theta \exp -j\delta/2 + \sin^2 \theta \exp j\delta/2 \end{bmatrix},$$

поляризационная матрица когерентного излучения измерительного плеча интерферометра для объекта 14, находящегося в движении,

$$L_{\text{изм}} = ET_{\text{хизм}} \exp j \left\{ (\omega + 2\Omega) t + \int_0^t \frac{4\pi x_{\text{вх}}(t)}{\lambda} \right\} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}.$$

После прохождения излучения $e_x = E \exp j\omega t$ через элементы 3, 4, 5, 12, 15, 16, 15, 12, описываемых поляризационной матрицей

$$M_{\text{оп}} = \begin{bmatrix} T_x & 0 \\ 0 & T_y \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & -j \\ -j & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{\text{зерк}} & 0 \\ 0 & T_{\text{зерк}} \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_x & 0 \\ 0 & T_y \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_x & 0 \\ 0 & T_y \end{bmatrix} \times \\ \times \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos^2 \theta \exp j\delta/2 + \sin^2 \theta \exp -j\delta/2 & j \sin 2\theta \sin \delta/2 \\ j \sin 2\theta \sin \delta/2 & \cos^2 \theta \exp -j\delta/2 + \sin^2 \theta \exp j\delta/2 \end{bmatrix},$$

поляризационная матрица когерентного излучения опорного плеча интерферометра

$$L_{\text{оп}} = ET_{\text{хоп}} \exp j (\omega - 2\Omega) t \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}.$$

Выходной ток фотоприемника 11 в этом случае определяется выражением

$$i_{\Phi} = \beta E^2 T_{\text{хоп}} T_{\text{хизм}} \exp j \left(4\Omega t + \int_0^t \frac{4\pi x_{\text{вх}}(t)}{\lambda} \right).$$

После прохождения излучения $e_x = E \exp j\omega t$ через элементы 3, 4, 5, 6, описываемых поляризационной матрицей при $\theta_1 = 45^\circ$

$$M_{\text{доп}} = \begin{bmatrix} \cos^2 \theta_1 & \sin \theta \cos \theta_1 \\ \sin \theta \cos \theta_1 & \sin^2 \theta_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_x & 0 \\ 0 & T_y \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{bmatrix} \times \\ \times \begin{bmatrix} \cos^2 \theta \exp j\delta/2 + \sin^2 \theta \exp -j\delta/2 & j \sin 2\theta \sin \delta/2 \\ j \sin 2\theta \sin \delta/2 & \cos^2 \theta \exp -j\delta/2 + \sin^2 \theta \exp j\delta/2 \end{bmatrix},$$

выходной ток фотоприемника 7

$$i_{\Phi} = \beta E^2 T_x T_y \exp j (4\Omega t).$$

При суммировании выходных сигналов частотных детекторов 8 и 10 на выходе сумматора 9 получим электрический сигнал, описываемый формулой (76).

При неточном изготовлении вращающейся фазовой пластины 3, т. е. при $\delta = \pi + \delta$, поляризационные матрицы когерентного излучения опорного и измерительного плеч интерферометра примут вид

$$M_{\text{оп}} = \begin{bmatrix} T_x & 0 \\ 0 & T_y \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{\text{об}} & 0 \\ 0 & T_{\text{об}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_x & 0 \\ 0 & T_y \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_x & 0 \\ 0 & T_y \end{bmatrix} \times \\ \times \frac{E}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} -\sin \Delta\delta/2 \exp j\omega t + j \exp j (\omega + 2\Omega) t \cos \Delta\delta/2 \\ -j \sin \Delta\delta/2 \exp j\omega t - \exp j (\omega - 2\Omega) t \cos \Delta\delta/2 \end{bmatrix}; \quad (80)$$

$$M_{\text{изм}} = \frac{E}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} T_x & 0 \\ 0 & T_y \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{об} & 0 \\ 0 & T_{об} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_x & 0 \\ 0 & T_y \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_x & 0 \\ 0 & T_y \end{bmatrix} \times \\ \times \begin{bmatrix} -\sin \Delta\delta/2 \exp j\omega t + j \exp j(\omega + 2\Omega)t \cos \Delta\delta/2 \\ -j \sin \Delta\delta/2 \exp j\omega t - \exp j(\omega - 2\Omega)t \cos \Delta\delta/2 \end{bmatrix}. \quad (81)$$

Как следует из выражений (80), (81), неточное изготовление фазовой пластины 3 ведет к появлению в опорном и измерительном оптических сигналах компонент с частотой ω . С ростом ошибки изготовления вращающейся полуволновой пластины амплитуды

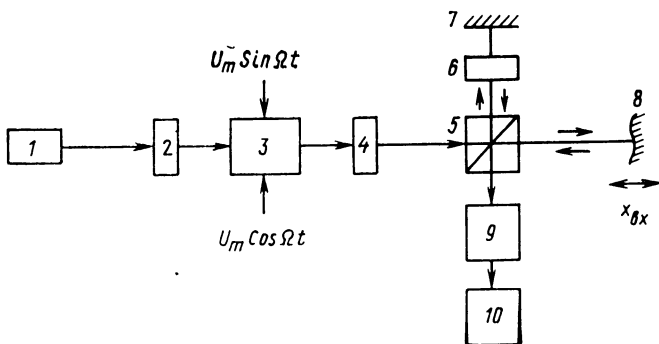


Рис. 56. Двухчастотный интерферометр с электрооптическим преобразователем

компонент с частотой ω возрастают, а амплитуды компонент с частотами $\omega - 2\Omega$ и $\omega + 2\Omega$ уменьшаются. Это приводит к искажению выходного сигнала интерферометра и к уменьшению его диапазона измерений.

Интерферометры с электрооптическими преобразователями одночастотного когерентного излучения в двухчастотное. Интерферометр с преобразователем, работа которого основана на прохождении циркулярно-поляризованного излучения через кристалл ниобата лития, изображен на рис. 56. Одночастотное когерентное излучение после прохождения электрооптического преобразователя, состоящего из четвертьволновых пластин 2, 4 и кристалла ниобата лития 3, преобразуется в двухчастотное, состоящее из двух ортогональных составляющих с частотами ω и $\omega - \Omega$.

Составляющая излучения с частотой ω направляется в измерительное плечо интерферометра (на объект измерения 8), а составляющая излучения с частотой $\omega - \Omega$ — в опорное плечо (на четвертьволновую пластину 6 и отражающее зеркало 7). На фотоприемник 9 поступают одинаково поляризованные составляющие лазерного излучения из опорного и измерительного плеч интерферометра. Выходной сигнал фотоприемника направляется на частотный детектор 10. Когерентное излучение источника $1 \text{ } e_x = A \exp j\omega t$ проходит через элементы 2—5, 8, 5 и 2—7, 6, 5. Эти элементы описываются матрицами

$$\begin{aligned}
M_{\text{изм}} &= \begin{bmatrix} T_x & 0 \\ 0 & T_y \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{\text{об}} & 0 \\ 0 & T_{\text{об}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_x & 0 \\ 0 & T_y \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{bmatrix} \times \\
&\times \begin{bmatrix} \cos^2 \theta \exp j\delta/2 + \sin^2 \theta \exp -j\delta/2 & j \sin 2\theta \sin \delta/2 \\ j \sin 2\theta \sin \delta/2 & \cos^2 \theta \exp -j\delta/2 + \sin^2 \theta \exp j\delta/2 \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & -j \\ -j & 1 \end{bmatrix}; \\
M_{\text{оп}} &= \begin{bmatrix} T_x & 0 \\ 0 & T_y \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{\text{зерк}} & 0 \\ 0 & T_{\text{зерк}} \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & -j \\ -j & 1 \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{bmatrix} \times \\
&\times \begin{bmatrix} \cos^2 \theta \exp j\delta/2 + \sin^2 \theta \exp -j\delta/2 & j \sin 2\theta \sin \delta/2 \\ j \sin 2\theta \sin \delta/2 & \cos^2 \theta \exp -j\delta/2 + \sin^2 \theta \exp j\delta/2 \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & -j \\ -j & 1 \end{bmatrix}.
\end{aligned}$$

Поляризационные матрицы когерентного излучения опорного и измерительного плеч интерферометра при движении объекта измерения δ и равенстве

$$\delta = \frac{2\pi l}{\lambda d} n_0^3 r_{22} \sqrt{U_x^2 + U_y^2} = k \sqrt{U_x^2 + U_y^2},$$

$$\text{где } U_x = U_{m_x} \sin \Omega t, \quad U_y = U_{m_y} \sin \left(\Omega t + \frac{\pi}{2} \right), \quad \frac{l}{d} -$$

отношение длины кристалла к ширине его аппаратуры, имеют вид

$$L_{\text{оп}} = ET_{\text{хоп}} \exp j(\omega - \Omega)t \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix};$$

$$L_{\text{изм}} = ET_{\text{хизм}} \exp \left(j(\omega t) + \int_0^t \frac{4\pi x_{\text{вк}}(t)}{\lambda} \right) \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}.$$

Выходной сигнал фотоприемника в этом случае будет иметь несущую частоту Ω , а выходной сигнал частотного детектора описываться выражением (76).

Интерферометр с преобразователем, работа которого основана на прохождении линейно-поляризованного излучения, через кристалл ниобата лития отличается от интерферометра, изображенного на рис. 56, только тем, что в нем отсутствует четвертьволновая пластинка 2. Для такого интерферометра матрицы когерентного излучения измерительного и опорного плеч интерферометра при неподвижном объекте измерения и при $2\theta = \Omega$ имеют вид

$$\begin{aligned}
L_{\text{изм}} &= \frac{E}{2} \begin{bmatrix} T_x & 0 \\ 0 & T_y \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{\text{об}} & 0 \\ 0 & T_{\text{об}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_x & 0 \\ 0 & T_y \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{bmatrix} \times \\
&\times \begin{bmatrix} 2 \exp j\omega t \cos \delta/2 + j \exp j(\omega + \Omega)t \sin \delta/2 + j \exp j(\omega - \Omega)t \sin \delta/2 \\ \exp j(\omega + \Omega)t \sin \delta/2 - \exp j(\omega - \Omega)t \sin \delta/2 \end{bmatrix}; \\
L_{\text{оп}} &= \frac{E}{2} \begin{bmatrix} T_x & 0 \\ 0 & T_y \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{\text{зерк}} & 0 \\ 0 & T_{\text{зерк}} \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{bmatrix} \times \\
&\times \begin{bmatrix} 2 \exp j\omega t \cos \delta/2 + j \exp j(\omega + \Omega)t \sin \delta/2 + j \exp j(\omega - \Omega)t \sin \delta/2 \\ \exp j(\omega + \Omega)t \sin \delta/2 - \exp j(\omega - \Omega)t \sin \delta/2 \end{bmatrix}.
\end{aligned}$$

В данном случае выходной сигнал фотоприемника будет иметь несущую частоту 2Ω , что значительно расширяет пределы измерения входной скорости $x_{вх}$ по сравнению с предыдущим интерферометром. На работу интерферометров с электрооптическими преобразователями значительное влияние оказывает отклонение амплитуд и фаз модулирующих напряжений, питающих кристалл ниобата лития. Если фазовый сдвиг записать в виде

$$\delta = kU_0 \sqrt{\xi_x^2 \sin^2 \Omega t + \xi_y^2 \sin^2 (\Omega t + \varphi)},$$

$$\text{где } \xi_x = \frac{U_x}{U_0}; \xi_y = \frac{U_y}{U_0}; \varphi - \text{равное } \frac{\pi}{2};$$

U_0 — напряжение, необходимое для создания полуволнового или четвертьволнового сдвига в кристалле ниобата лития, то при отклонении амплитуд и фаз модулирующих напряжений, питающих кристалл, матрицы когерентности измерительного и опорного плеч интерферометра примут вид

$$\begin{aligned} L'_{изм} &= \frac{E}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} T_x^2 T_{об} & 0 \\ 0 & T_y^2 T_{об} \end{bmatrix} \times \\ &\times \begin{bmatrix} -\sin \Delta\delta/2 \exp j\omega t + j \exp j(\omega + 2\Omega)t \cos \Delta\delta/2 \\ -j \sin \Delta\delta/2 \exp j\omega t - \exp j(\omega - 2\Omega)t \cos \Delta\delta/2 \end{bmatrix}; \\ L'_{оп} &= \frac{E}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & jT_x T_{зерн} \\ jT_y T_{зерн} & 0 \end{bmatrix} \times \\ &\times \begin{bmatrix} -\sin \Delta\delta/2 \exp j\omega t + j \exp j(\omega + 2\Omega)t \cos \Delta\delta/2 \\ -j \sin \Delta\delta/2 \exp j\omega t - \exp j(\omega - 2\Omega)t \cos \Delta\delta/2 \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (82)$$

где

$$\begin{aligned} \Delta\delta &= \frac{kU_0 \xi_y \sin 2\Omega}{2 \sqrt{\xi_x^2 \sin^2 \Omega t + \xi_y^2 \cos^2 \Omega t}} \Delta\varphi + \\ &+ \frac{\xi_x \sin^2 \Omega t}{\sqrt{\xi_x^2 \sin^2 \Omega t + \xi_y^2 \cos^2 \Omega t}} \Delta\xi_x + \frac{\xi_y \cos^2 \Omega t}{\sqrt{\xi_x^2 \sin^2 \Omega t + \xi_y^2 \cos^2 \Omega t}} \Delta\xi_y. \end{aligned}$$

Как следует из выражений (82), отклонение амплитуд и фаз модулирующих напряжений, питающих кристалл, вызывает амплитудную модуляцию выходного тока фотоприемника 9. Чтобы уменьшить влияние амплитудной модуляции на точность измерений, необходимо производить фильтрацию выходного сигнала фотоприемника, что в свою очередь уменьшает пределы измерений интерферометра по скорости.

Как показали результаты исследований, использование в интерферометрах поляризационных преобразователей одночастотного когерентного излучения в двухчастотное, реализованных с помощью вращающейся фазовой пластинки, дало возможность получить несущую частоту выходного сигнала интерферометра до 2 кГц.

Это позволило измерять параметры движения объекта при скоростях до 0,6 мм/с. Интерферометры такого типа целесообразно использовать для контроля перемещений, профиля поверхности и других целей.

Интерферометры с электрооптическими преобразователями одночастотного когерентного излучения в двухчастотное целесообразно использовать для контроля быстротечных процессов. В таких интерферометрах несущая частота выходного сигнала лежит в пределах от 2 кГц до 10–20 мГц, что позволяет измерять параметры движения объекта при скоростях до 10 м/с.

Интерферометры рассмотренного типа легко юстируются при статическом режиме работы преобразователей.

4. ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОННОЙ АППАРАТУРЫ БЛОКА ОБРАБОТКИ ВЫХОДНОГО СИГНАЛА ИНТЕРФЕРОМЕТРА И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Блок электронной обработки выходного сигнала интерферометра предназначен для получения в цифровом виде значений скорости и амплитуды механических колебаний объекта и дает возможность (в случае применения с двухчастотным лазерным интерферометром) наблюдать, а при необходимости и измерять с помощью внешних приборов форму колебаний объекта измерения.

Устройство применяют для обработки выходного сигнала как одночастотного, так и двухчастотного лазерного интерферометра. Его используют для измерения пикового значения амплитуды колебаний, среднего значения виброскорости колебаний, амплитуды колебаний, а также для индикации аналоговой формы колебаний.

Измерение пикового значения амплитуды колебаний объекта основано на обращении в нуль выходного сигнала интерферометра, прошедшего через узкополосный фильтр, определяемого функцией Бесселя нулевого порядка (двухчастотный интерферометр) или первого порядка (одночастотный интерферометр). Причем каждому обращению в нуль выходного сигнала фильтра соответствует строго определенное значение амплитуды колебаний объекта измерения.

Измерение среднего значения виброскорости объекта основано на подсчете числа интерференционных полос за интервал времени, равный 0,495 или 4,95 с, формируемый кварцевым генератором. Размерность измерения мкм/с или мм/с.

Измерение амплитуды колебаний основано на подсчете числа интерференционных полос за время, равное периоду колебаний объекта. Аналоговую форму колебаний объекта можно наблюдать с помощью осциллографа, включенного на выходе частотного дискриминатора.

Блок-схема устройства электронной обработки выходного сигнала интерферометра приведена на рис. 57. Рассмотрим работу устройства в случае измерения пикового значения амплитуды колебаний объекта. Сигнал с выхода фотоприемника усиливается и через переключатель *П1* поступает на узкополосный фильтр, центральная частота которого равна частоте сдвига излучения в двухчастотном интерферометре или частоте колебания объекта в одночастотном. Сигнал с выхода узкополосного фильтра поступает на вход формирователя, где фиксируется момент перехода



Получение напряжения, пропорционального аналоговой форме колебаний объекта, осуществляется за счет прохождения частотно-модулированного колебания с выхода фотоприемного устройства (режим измерения параметров колебаний с помощью двухчастотного интерферометра) через частотный дискриминатор (рис. 59).

Дискриминатор счетного типа построен по принципу интегрирования импульсов и состоит из усилителя ограничителя $A1$, формирователя фронтов на туннельном диоде $V5$, транзисторе $V3$, формирователя импульсов $V6—V9$, нагруженного на интегрирующую емкость $C4—C7$ повторителя $V11$, оконечного усилителя $V12$, $A2$. Входное синусоидальное напряжение, поступающее на вход микросхемы $A1$, усиливается и ограничивается по амплитуде. С помощью туннельного диода, включенного на выходе эмиттерного повторителя, формируются прямоугольные импульсы с фронтами длительностью в несколько наносекунд, частота которых равна частоте входного сигнала. Сформированные импульсы поступают на вход формирователя импульсов стабильной длительности, которые интегрируются цепочкой $C4—C7$, $R13$. Дискриминатор рассчитан на работу в трех диапазонах, центральные частоты которых равны 20 кГц, 100 кГц и 1 МГц. Настройку дискриминатора на необходимую частоту осуществляют с помощью переключателя $B1—1$. С выхода повторителя $V11$ сигнал поступает на оконечный усилитель $V12$, $A2$, режим работы которого (в зависимости от центральной частоты) устанавливается переключателем $B1—2$, $B1—3$.

Напряжение на выходе дискриминатора пропорционально отклонению входной частоты от центральной.

На рис. 60 приведена принципиальная схема фотоприемника световой энергии на фотодиоде $\Phi Д1$. Вызванное фототоком падение напряжения на резисторе $R1$ передается через эмиттерный повторитель $V1$ на операционный усилитель $A1$, а затем на усилитель $A2$. Выходное напряжение усилителя через эмиттерный повторитель поступает по кабельной линии связи в блок обработки выходного сигнала.

Экспериментальный анализ погрешности измерения амплитуд механических колебаний с применением узкополосного фильтра проводится следующим образом. Амплитуда несущей частоты и частоты биений выходного сигнала фотоприемника, выделяемого узкополосным фильтром, имеет вид

$$U = U_{\max} J_0(4\pi S_0/\lambda), \quad (83)$$

где U — значения напряжения, полученные с помощью прибора, измеряющего напряжение на выходе узкополосного фильтра; U_{\max} — максимальное значение показаний прибора, измеряющего напряжение на выходе узкополосного фильтра.

Представим выражение (83) в виде

$$J_0(4\pi S_0/\lambda) = U/U_{\max}.$$

Среднеквадратичная погрешность измерения бесселевой функции 1-го порядка, получаемой путем прямых измерений U и U_{\max} , определяется выражением

$$\sigma_{J_0\left(\frac{4\pi S_0}{\lambda}\right)} = 1/U_{\max} \sqrt{\sigma_U^2 + (U^2/U_{\max}^2)\sigma_{U_{\max}}^2}, \quad (84)$$

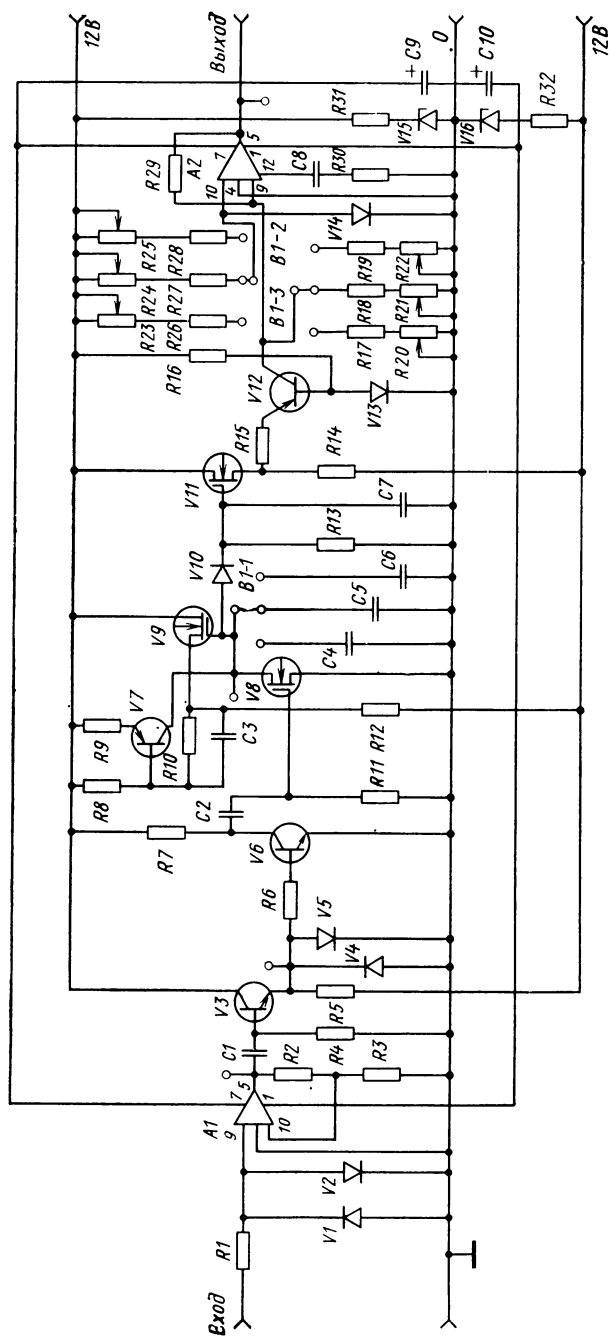


Рис. 59. Частотный дискриминатор

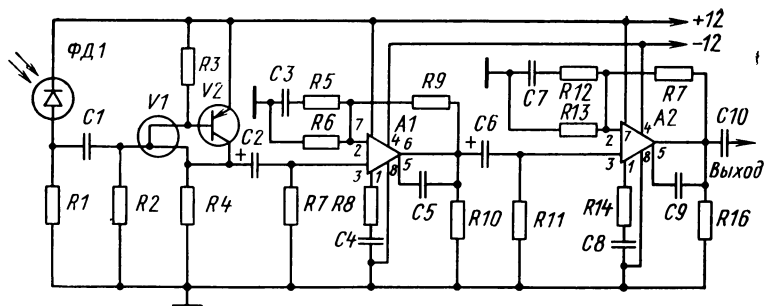


Рис. 60. Фотоприемник с усилителем

где σ_U и $\sigma_{U_{\max}}$ — среднеквадратичные погрешности измерения соответственно U и U_{\max} .

Измерения проводятся следующим образом. На выход фильтра подключают вольтметр, с помощью которого измеряют максимальное напряжение на выходе узкополосного фильтра U_{\max} и значение напряжения U , соответствующее первому нулю бесселевой функции. На рис. 61, а показана гистограмма определения результатов измерения функции $J_0(4\pi S_0/\lambda)$.

Так как при измерениях переменного напряжения на выходе узкополосного фильтра невозможно определить знак отклонения измеряемой величины от нуля, полученные значения бесселевой функции, представленные на гистограмме, имеют только положительный знак. Очевидно, что данные значения $J_0(4\pi S_0/\lambda)$ могут быть и отрицательными. При этом среднее эмпирическое результатов измерений совпадает с математическим ожиданием, т. е. нулевым значением бесселевой функции, а среднеквадратичная погрешность равна 0,003.

В качестве критерия соответствия параметров рассеивания результатов измерения нормальному закону распределения используем критерий Пирсона. На рис. 61, б приведены теоретическая 1 и эмпирическая 2 частоты распределения.

Полученное значение $\chi^2 = 1,819$ лежит в области значений, соответствующих наличию трех степеней свободы и 95%-й значимости, и поэтому можно считать, что предположение о нормальном законе распределения не противоречит результатам измерений.

Среднеквадратичная погрешность, рассчитанная по формуле (84), $\sigma = 0,003$. Предельную погрешность определения бесселевой функции $J_0\left(\frac{4\pi S_0}{\lambda}\right)$ принимаем равной 2,5. При этом $\sigma = 0,0015$ с доверительной вероятностью 98,75%.

Поскольку значения амплитуды колебаний находятся в зависимости от аргумента функции Бесселя

$$S_0 = (4\pi S_0/\lambda) \lambda/4\pi,$$

то, задавая функции $J_0(4\pi S_0/\lambda)$ соответствующие предельные отклонения, равные 2,5 σ , получим погрешность определения амплитуды. Предельная погрешность измерения амплитуды колебаний

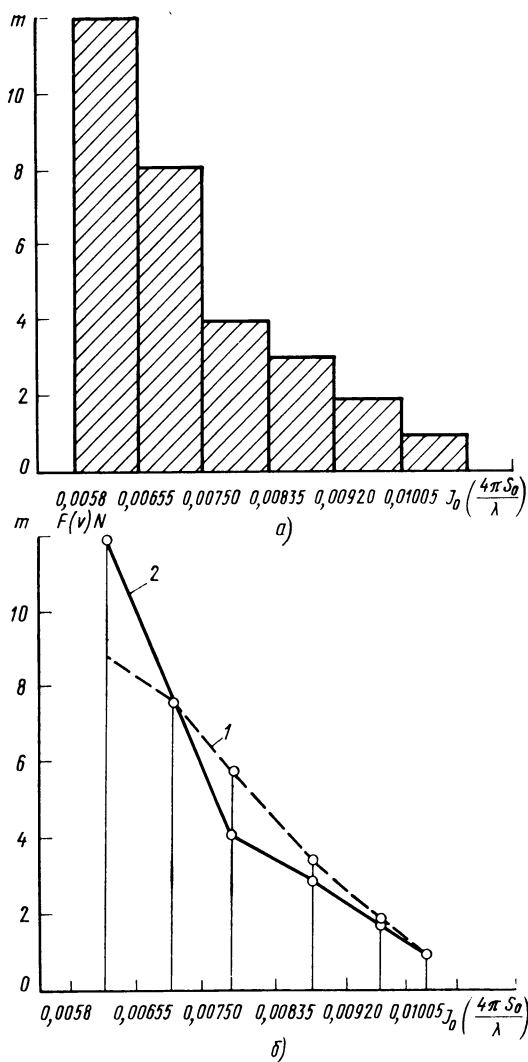


Рис. 61. Гистограмма распределения результатов измерения функции $J_0(4\pi S_0/\lambda)$ и частоты распределения

вибратора на первом нуле функции Бесселя не превышает 0,001 мкм. В этом случае относительная погрешность измерения не превышает 0,5%.

Отклонение ΔS_0 измеряемого значения S_0 связано с полученным отклонением $\Delta J_0(4\pi S_0/\lambda)$ производной $J'_0(4\pi S_0/\lambda)$, которая определяется выражением

$$J'_0(4\pi S_0/\lambda) = -J_1(4\pi S_0/\lambda),$$

где $J_1(4\pi S_0/\lambda)$ — бesselева функция 1-го порядка от аргумента $4\pi S_0/\lambda$.

При этом зависимость $\Delta 4\pi S_0/\lambda$ от $J_0(4\pi S_0/\lambda)$ может быть представлена в виде

$$\frac{\Delta S_0}{\Delta J_0(4\pi S_0/\lambda)} = \left| \frac{1}{-J_1(4\pi S_0/\lambda)} \right|.$$

Так как значение производной бesselевой функции изменяется в зависимости от аргумента $4\pi S_0/\lambda$ в широких пределах, измерение погрешности ΔS при одинаковой величине погрешности $\Delta J_0(4\pi S_0/\lambda)$ будет зависеть от измеряемого значения амплитуды колебаний вибратора.

Кривые этой зависимости, построенные по результатам вычислений, изображены на рис. 62. Чем ближе среднее измеренное значение $J_0(4\pi S_0/\lambda)$ к нулю, тем меньше погрешность определения амплитуды колебаний вибратора. С увеличением порядкового но-

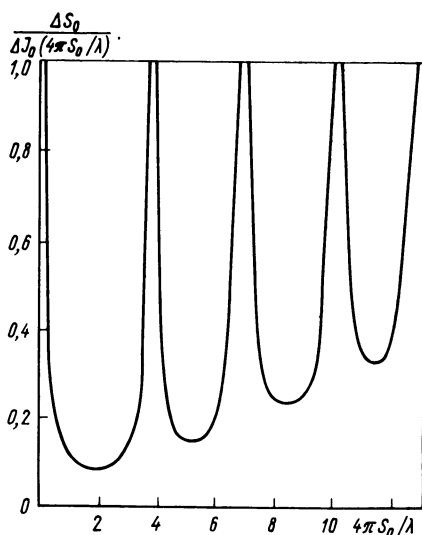


Рис. 62. Зависимость погрешности измерения амплитуд механических колебаний от значения аргумента

мера нуля бесселевой функции абсолютная погрешность измерения амплитуды несколько возрастает, так как величина $J_0(4\pi S_0/\lambda)$ уменьшается. Максимальное значение погрешности измерения амплитуды имеет при значениях $4\pi S_0/\lambda$, соответствующих максимумам бесселевых функций.

Экспериментальный анализ погрешности измерения виброскорости с применением частотного дискриминатора был проведен следующим образом. На выходе фотоприемника подключали частотный дискриминатор. Напряжение с выхода частотного дискриминатора измеряли вольтметром, проградуированным в единицах виброскорости. При этом относительная погрешность измерения виброскорости составила 0,7%.

5. МЕТОДЫ И СРЕДСТВА ИЗМЕРЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ МЕХАНИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ С ПРОСТРАНСТВЕННЫМ РАЗДЕЛЕНИЕМ И МОДУЛЯЦИЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА

Работа оптических систем с пространственной модуляцией основана на преобразовании излучения лазера 1 (рис. 63), отраженного от исследуемого объекта 2 в пространственное перемещение, пропорциональное амплитуде колебаний с последующей обработкой этого излучения с помощью позиционно-чувствительного фотоприемника 3 и схемы обработки 4 [10, 37]. Для повышения чувствительности в качестве фотоприемников используют чувствительные полупроводниковые элементы с кольцевым, центральным и коллекторными электродами. Блок-схема такого устройства приведена на рис. 64. Схема включения электродов позиционно-чувствительного приемника к измерительным каналам и источнику переменного напряжения показана на рис. 65. К пластине позиционно-чувствительного приемника 5 присоединены кольцевой электрод 14 (по периферии) и точечный электрод 9 (в центре нижней поверхности пластины). В случае измерения медленных смещений на эти электроды от модулятора 8 подается переменное напряжение $u = U_0 \sin \omega_m t$. На поверхности пластины размещены четыре точечных коллекторных электрода 10, 11 и 12, 13.

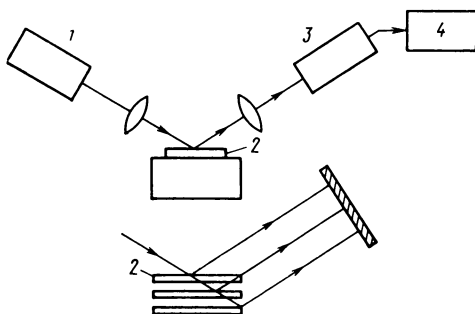


Рис. 63. Оптическая система с пространственной модуляцией

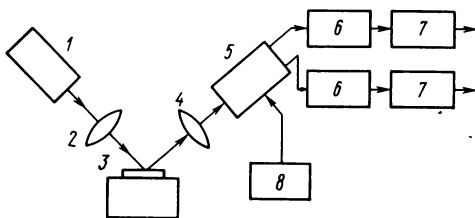


Рис. 64. Оптическая система повышенной чувствительности с пространственной модуляцией:

1 — лазер; 2, 4 — оптическая система; 3 — исследуемый объект; 5 — позиционный чувствительный приемник; 6 — усилитель; 7 — детектор; 8 — модулятор

Под действием лазерного излучения, попадающего на поверхность полупроводниковой пластины, в ней образуются носители зарядов, которые модулируются в соответствии с переменным электрическим напряжением, приложенным к электродам 14 и 9. При этом, если излучение лазера попадает в центре пластины, концентрации носителей заряда у коллекторных электродов 10, 11 и 12, 13 равны, и сигнал, снимаемый с электродов, равен нулю. При смещении излучения лазера от центра пластины равенство концентрации зарядов у коллекторных электродов нарушается, и с них снимается сигнал переменного тока, частота которого определяется напряжением питания u , а амплитуда пропорциональна величине смещения.

При вибрациях зеркальной пластины 2 (рис. 64), закрепленной на испытуемом объекте 3, сигнал, снимаемый с коллекторных электродов 10, 11 и 12, 13 (рис. 65), оказывается промодулированным по амплитуде с частотой вибрации испытуемого объекта, а глубина модуляции определяется амплитудой вибрации объекта.

Сигналы, снимаемые с коллекторных электродов 10, 11 и 12, 13, усиливаются усилителями 6, затем детектируются каскадами 7 и измеряются по частоте частотомером, а по амплитуде колебаний пиковым вольтметром (на чертеже эти приборы не показаны).

Частоту переменного напряжения ω_m , приложенного к электродам 9 и 14, выбирают из условия $\omega_m \gg \omega$, которое определяется требованиями обеспечения фильтрации переменного напряжения

$u = U_0 \sin \omega_m t$ в детекторных каскадах. На практике достаточно выполнить условие $\omega_m = 5 \div 10 \omega$. Учитывая, что частота вибрации исследуемого объекта обычно не превышает 10 кГц, частоту переменного напряжения выбирают в пределах 50 кГц.

Достоинством рассматриваемого устройства является возможность измерения вибраций, в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Исследования, проведенные в работах [10, 37], показали, что минимально обнаруженные ве-

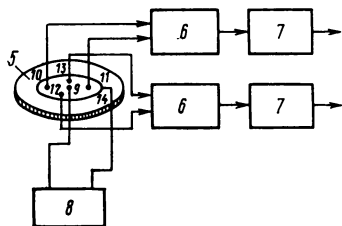


Рис. 65. Схема включения электродов позиционно-чувствительного приемника

личины смещений и амплитуд вибраций с помощью оптической системы с пространственной модуляцией света, использующей полупроводниковый позиционно-чувствительный фотоприемник, составляют 0,5 мкм. Относительная погрешность измерения 0,15—0,4%.

В настоящее время большое распространение получили методы и средства измерений параметров механических колебаний с пространственным разделением излучения лазера, основанные на использовании внешней акустической модуляции света [22, 43]. В основе акустико-оптического преобразования частоты лежат свойства дифракции света на ультразвуковых волнах, распространяющихся в оптически прозрачной среде.

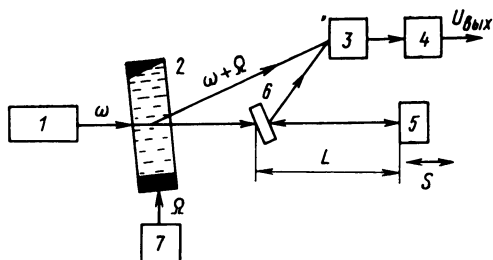


Рис. 66. Двухчастотный интерферометр с пространственным разделением частотно-смещенных составляющих

Двухчастотный лазерный интерферометр с пространственным разделением частотно смещенных составляющих излучения лазера в акустико-оптическом модуляторе показан на рис. 66.

Излучение лазера 1 проходит через акустико-оптический модулятор 2, возбуждаемый генератором 7 на частоте Ω . Нулевой дифракционный порядок, являющийся измерительным пучком, отражается сначала от объекта измерения 5, а затем от полупрозрачной пластины 6 и далее поступает на фотоприемник 3, где интерферирует с опорным пучком +1 дифракционным порядком. Амплитудное распределение в поле интерференции 0 и +1 порядков имеет вид

$$E_0 J_0(\delta_\Phi) \exp \{ -j(\omega t + \delta_1 + 2kL) \} + E_0 J_1'(\delta_\Phi) (-j) \exp \{ -j[(\omega + \Omega)t + \delta_2] \},$$

а интенсивность поля

$$I = E_0^2 [J_0^2(\delta_\Phi) + J_1^2(\delta_\Phi) + 2J_0(\delta_\Phi) J_1(\delta_\Phi) \cos(\Omega t - 2kS + \psi)]. \quad (85)$$

Выходной ток фотоприемника 6 описывается выражением

$$i_\Phi = 2\beta \sqrt{P_{\text{отр}} P_{\text{оп}}} \exp \{ -(x_0/r)^2 \} \exp \{ -2\pi^2 (r/\lambda)^2 \psi \} \cos(\Omega t - 2kS + \psi), \quad (86)$$

где $P_{\text{отр}} = E_{\text{отр}}^2$, $P_{\text{оп}} = E_{\text{оп}}^2$ —

постоянные составляющие фототока; β — коэффициент, учитывающий параметры фотоприемника.

Резонансный усилитель 4, настроенный на ультразвуковую частоту Ω , выделяет переменную составляющую сигнала на выходе фотоприемника

$$U_{\Phi}(t) = U_0 \cos [\Omega t - (4\pi/\lambda) S + \psi], \quad (87)$$

где U_0 — амплитуда сигнала.

Контролируемое перемещение S определяется в результате детектирования фазы сигнала (87) $\Phi(t) = (4\pi/\lambda) S$.

Исследования, проведенные в работах [34, 41, 43], показывают, что двухчастотные лазерные интерферометры с акустико-оптическим сдвигом интерферирующих световых волн в порядках спектра дифракции на ультразвуке в частотном диапазоне 0,1—100 мГц имеют погрешность измерения линейных перемещений, не превышающую 0,02λ.

6. ЛАЗЕРНЫЕ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ С ПОДНЕСУЩЕЙ В СВЧ-ДИАПАЗОНЕ

Если объект измерения имеет большие скорости движения, порядка сотен и тысяч метров в секунду, то для измерения этих скоростей применение лазерных интерферометров, описанных выше, затруднительно, так как доплеровская частота при таких скоростях достигает сотен мегагерц. В этом случае для выделения доплеровского сдвига можно использовать лазерные измерительные приборы с поднесущей частотой в СВЧ-диапазоне. В этих приборах носителем информации о параметрах движения объекта измерения являются поднесущая частота ω_1 и максимальное фазовое отклонение, вызываемое эффектом Допплера, пропорционально частоте ω_1 .

Схема лазерного измерительного прибора с поднесущей частотой в СВЧ-диапазоне приведена на рис. 67, а. Излучение лазера 1, пройдя через амплитудный электрооптический модулятор 2 и разделительную поверхность призмы-кубика 3, модулируется и направляется на объект измерения 4. При отражении от последнего частота излучения и поднесущая частота приобретают доплеровский сдвиг. В этом случае напряженность поля волны, отраженной от объекта измерения, можно записать в виде

$$e_{\text{отр}} = E_0 \exp \left\{ -j \left(\omega t - \frac{2S_0\omega}{C} \sin \omega_0 t \right) \right\} \sin \times \\ \times \left[\frac{\varphi_0 + \varphi_1 \sin \left(\omega_1 t - \frac{2S_0\omega}{C} \sin \omega_0 t \right)}{2} \right],$$

где S_0 — амплитуда колебаний объекта измерения; ω_0 — частота колебаний объекта измерения; $\varphi_0 + \varphi_1 \sin \omega_1 t$ — фазовый сдвиг, возникающий при приложении к кристаллу модулятора модулирующего напряжения с частотой ω_1 (поднесущая частота).

При $\varphi_0 = \pi/2$, т. е. при работе на линейном участке модуляционной характеристики электрооптического модулятора, и при малых углах модуляции интенсивность поля световой волны описывается приближенно выражением

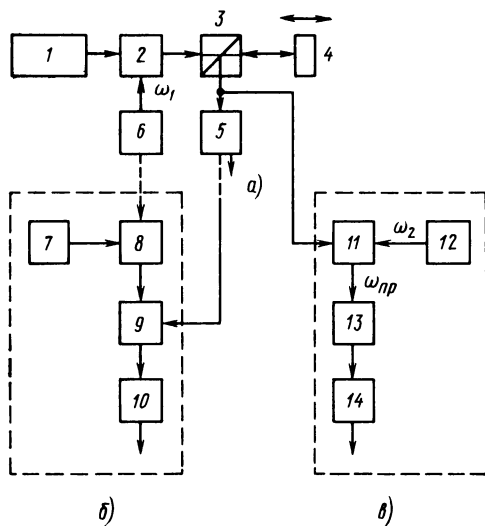


Рис. 67. Блок-схема лазерного измерительного прибора с поднесушей в СВЧ-диапазоне

$$I = e_{\text{отр}} e_{\text{отр}}^* = E_0^2 \sin^2 \left\{ \frac{\varphi_0 + \varphi_1 \sin \left(\omega_1 t - \frac{2S_0 \omega_1}{C} \sin \omega_0 t \right)}{2} \right\} \approx$$

$$\approx E^2 / 2 \left\{ 1 - \varphi_1 \sin \left(\omega_1 t - \frac{2S_0 \omega_1}{C} \sin \omega_0 t \right) \right\}, \quad (88)$$

а переменная составляющая тока на выходе фотоприемника 5 имеет вид

$$i_{\Phi} = \beta (E_0^2 / 2) \varphi_1 \sin \left(\omega_1 t - \frac{2S_0 \omega_1}{C} \sin \omega_0 t \right), \quad (89)$$

где β — коэффициент, учитывающий параметры фотоприемника. Максимальный фазовый сдвиг в выражении (89) определяется поднесущей частотой, и поэтому для увеличения чувствительности лазерного прибора поднесущую частоту следует увеличивать.

Так как поднесущая частота лежит в диапазоне СВЧ, выделение полезной информации из выражения (89) о параметрах движения объекта измерения связано со значительными трудностями. Поэтому полезная информация о параметрах движения объекта измерения, заложенная в фазовом сдвиге ($\delta = 2S_0 \omega_1 / C$), как правило, переносится на промежуточную частоту $\omega_{\text{нр}}$.

Двойное преобразование частоты (т. е. перенесение полезной информации на промежуточную частоту) осуществляют радиотехническим или оптическим путем [63]. Схема с радиотехническим

преобразованием частоты показана на рис. 67, б. Электрические колебания с генератора промежуточной частоты 7 и генератора СВЧ 6 подаются на радиотехнический модулятор одной боковой полосы 8, на выходе которого формируется электрическое колебание с частотой $\omega_1 + \omega_{\text{пр}}$. В смесителе 9 происходит перенос полезной информации о параметрах движения объекта измерения 4 на промежуточную частоту:

$$U_{\text{пр}} = U_{\text{пр}} \sin \left(\omega_{\text{пр}} - \frac{2S_0\omega_1}{C} \sin \omega_0 t \right),$$

в результате чего на выходе частотного дискриминатора 10, с центральной частотой, равной частоте $\omega_{\text{пр}}$, происходит выделение электрического сигнала, пропорционального скорости объекта измерения. Схема оптического преобразователя поднесущей частоты приведена на рис. 67, в. Лазерное излучение, отраженное от объекта измерения 4, направляется на второй электрооптический модулятор 11, модулирующее напряжение на который подается с СВЧ-генератора 12, работающего на частоте ω_2 . В этом случае $\omega_2 = \omega_1 + \omega_{\text{пр}}$, и напряженность поля световой волны на выходе электрооптического модулятора 11 принимает вид

$$\begin{aligned} e = E_0 \exp \left\{ -j \left(\omega t - \frac{2S_0\omega}{C} \sin \omega_0 t \right) \right\} \sin \times \\ \times \left[\frac{\varphi_0 + \varphi_1 \sin \left(\omega_1 t - \frac{2S_0\omega_1}{C} \sin \omega_0 t \right)}{2} \right] \sin \left[\frac{\varphi_0 + \varphi_1 \sin \omega_1 t + \omega_{\text{пр}} t}{2} \right], \end{aligned}$$

После выполнения ряда преобразований, при условии работы второго электрооптического модулятора 11 на линейном участке модуляционной характеристики, на выходе фотоприемника 13, нагруженного на узкополосный фильтр с полосой пропускания $2\omega_{\text{пр}}$, получим

$$i_{\Phi} = \beta \frac{E_0^2}{4} \frac{\varphi_1^2}{2} \cos \left(\omega_{\text{пр}} t + \frac{2S_0\omega_1}{C} \sin \omega_0 t \right). \quad (90)$$

При сравнении выражений (89) и (90) можно заметить, что в случае оптического преобразования частоты эффективность второго электрооптического модулятора несколько хуже, чем первого. Это объясняется наличием скрещенных поляризаторов. Однако фазовый сдвиг σ в этом случае также пропорционален поднесущей частоте, а не $\omega_{\text{пр}}$.

Лабораторные испытания лазерных измерительных приборов с поднесущей в СВЧ-диапазоне показали, что относительно небольшая величина сдвига δ , вызываемая колебаниями объекта измерения, приводит к низкому соотношению сигнал—шум. Было также обнаружено сильное влияние на величину выходного сигнала фотоприемника, температурной и механической нестабильности прибора. Измерения лазерным прибором с поднесущей в СВЧ-диапазоне проводилось в диапазоне от нескольких микрометров до нескольких миллиметров при удалении объекта измерения от прибора на несколько метров.

7. НЕКОТОРЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ РАЗВИТИЯ МЕТОДОВ И СРЕДСТВ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ МЕХАНИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ, ОСНОВАННЫХ НА ИСПОЛЬЗОВАНИИ ЛАЗЕРОВ

Для решения ряда практических задач, в частности для бесконтактного исследования ударных процессов, возникает необходимость в многоканальном выводе информации с различных точек объекта измерения. Бесконтактное исследование ударных процессов связано с определенными трудностями. В экспериментах с ударными волнами возникают скорости, вызывающие доплеровский сдвиг лазерного излучения до десятков ГГц, соизмеримые с пределом быстродействия существующих электронных устройств.

Рассмотрим методы и принципы построения приборов, позволяющие регулировать пределы измерения параметров движения изменением доплеровского сдвига частоты. На рис. 68 приведена схема многоканального интерферометра, с помощью которой получают изменение доплеровского сдвига частоты, т. е. изменение пределов измерения, за счет направления составляющих когерентного излучения на отражающую поверхность объекта измерения, перемещающегося со скоростью v , под разными углами падения.

Когерентное излучение источника 1 делится светоделительной поверхностью кубика 2 на две части. Одна часть излучения на-

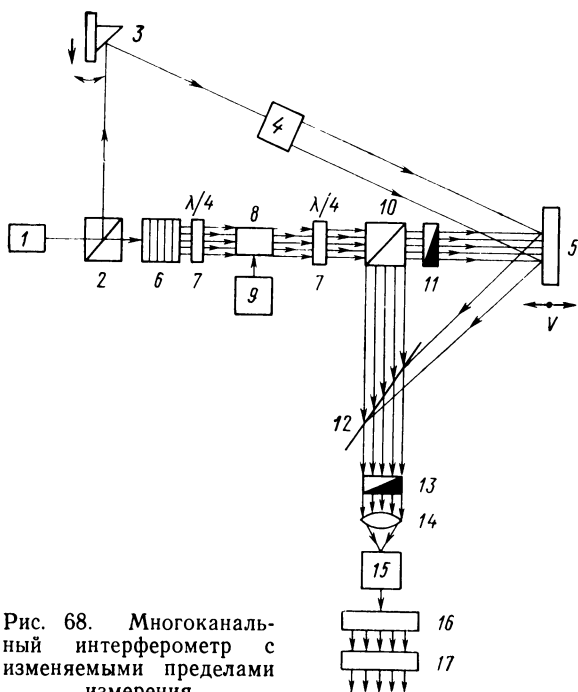


Рис. 68. Многоканальный интерферометр с изменяемыми пределами измерения

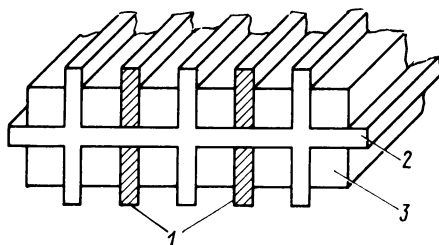


Рис. 69. Многоканальный электрооптический преобразователь

правляется на многоканальный электрооптический преобразователь 7, 8, питаемый от формирователя 9, и далее через светоделительный кубик 10, поляризатор 11 на объект измерения 5. Другая часть излучения отражается от неподвижного зеркала 3, проходит расширитель 4 когерентного излучения и под углом ψ направляется на объект измерения 5. Отраженные от объекта измерения составляющие когерентного излучения совмещаются с помощью пластины 12 и, пройдя поляризатор 13 и фокусирующий объектив 14, совмещенный сигнал направляется на фотоприемник 15. Далее выходной сигнал фотоприемника поступает на блок полосовых фильтров 16 и частотных детекторов 17.

Основным элементом интерферометра является многоканальный преобразователь одночастотного когерентного излучения в многочастотное, состоящий из системы 6 разведения лучей и электрооптического многоканального преобразователя.

Электрооптический преобразователь (рис. 69) состоит из блоков по четыре кристалла 3 ниобата лития, разделенных изолятором 1 и наклеенных на общее основание 2 из серебра. На остальные поверхности кристаллов напылен слой хрома и серебра и методом фольгирования получены электроды, расположенные параллельно направлению распространения излучения. Получить пространственно раздельные оптические каналы можно с помощью системы разведения лучей, состоящей из кальцитовых призм и четвертьволновых пластин, расположенных поочередно.

Разведение составляющих когерентного излучения можно осуществить и другими способами, например призмой Волластона, пластиной с полным внутренним отражением, кристаллом с конической дифракцией и т. д.

Для работы многоканального поляризационного преобразователя на каждый кристалл подают электрические напряжения синусоидальной формы, приложенные по осям x и y и сдвинутые по фазе на $\pi/2$. Так, к первому кристаллу прикладывают напряжения $u_x^{(1)} = U^{(1)} \sin \Omega_1 t$ и $u_y^{(1)} = U^{(1)} \cos \Omega_1 t$, а к последнему

$$u_x^{(n)} = U^{(n)} \sin \Omega_n t \text{ и } u_y^{(n)} = U^{(n)} \cos \Omega_n t.$$

Питание многоканального электрооптического преобразователя осуществляют от формирователя, выполненного по схеме, приведенной на рис. 70. Синусоидальный электрический сигнал от гене-

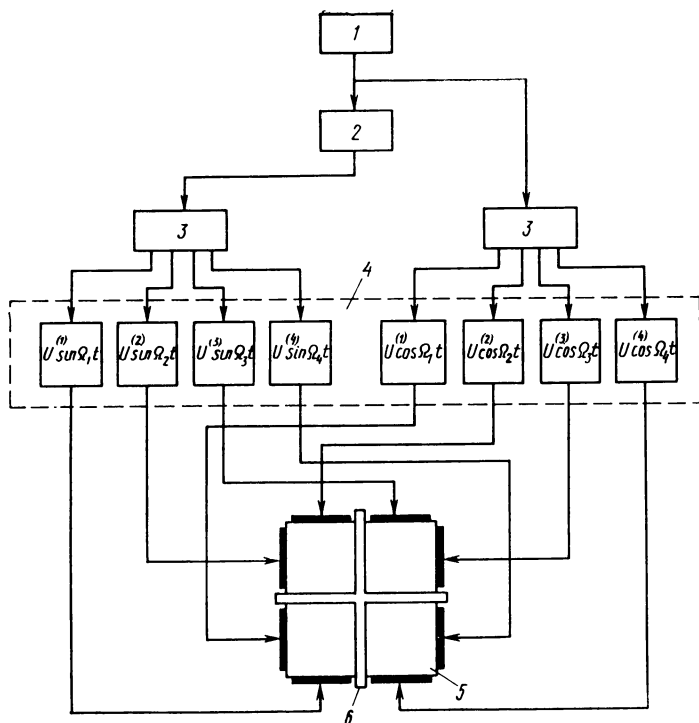


Рис. 70. Формирователь

ратора 1 поступает на вход фазовращателя 2, который производит сдвиг фазы на 90° . Сигналы с генератора и фазовращателя поступают на формирователь частоты 3. Электрические сигналы с формирователя подаются на блок усилителей 4, формирующий электрические сигналы с напряжением, равным полуволновому запаздыванию и с частотами $\Omega_1, \Omega_2, \Omega_3, \dots, \Omega_n$, которые подаются на электроды кристаллов 5. Основание 6 кристаллов заземлено.

Для анализа прохождения когерентного излучения через элементы схемы (см. рис. 68) используем метод Джонса, представляя матрицу отражателя для поляризации по оси Y в виде

$$M_{\text{отр}} = R \begin{vmatrix} \exp j(\pi + \delta_1) \operatorname{tg} \varphi & 0 \\ 0 & \exp j\delta_1 \end{vmatrix},$$

где R — коэффициент отражения; δ_1 — изменение фазы, вызываемое изменением доплеровской частоты; $\operatorname{tg} \varphi = \frac{\operatorname{tg}' \varphi_1}{\operatorname{tg} \omega_1}$; $\operatorname{tg}' \varphi_1$ — отношение амплитуд p и s компонентов в отраженном свете; $\operatorname{tg} \varphi_1$ — отношение p и s компонентов в падающем свете.

Для гармонического колебательного движения объекта измерения матрицы отражателя, движущегося по нормали и под углом к излучению, будут иметь вид

$$M_{\text{отр } 1} = R \begin{vmatrix} \exp j \left\{ \frac{4\pi v}{\lambda \omega_0} (-\sin \omega_0 t) + \pi \right\} \operatorname{tg} \varphi & 0 \\ 0 & \exp j \left\{ \frac{4\pi v}{\lambda \omega_0} (-\sin \omega_0 t) \right\} \end{vmatrix};$$

$$M_{\text{отр } 2} = R \begin{vmatrix} \exp j \left\{ \frac{4\pi v}{\lambda \omega_0} (-\sin \omega_0 t) \cos \psi + \pi \right\} \operatorname{tg} \varphi & 0 \\ 0 & \exp j \left\{ \frac{4\pi v}{\lambda \omega_0} (-\sin \omega_0 t) \cos \psi \right\} \end{vmatrix},$$

где ω_0 — частота колебаний объекта измерения; v — скорость колебаний объекта измерения; λ — длина волны источника излучения.

Матрицу совокупности элементов, через которые проходит излучение при падении на отражающую поверхность контролируемого объекта под углом ψ к нормали, получим из произведения матриц элементов 2, 3, 5, 12, 13:

$$M_{\text{оп}} = R_{13} \begin{vmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{vmatrix} R_{12} \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp j\pi \operatorname{tg} \varphi_{12} \end{vmatrix} R_5 \exp j \left\{ \frac{4\pi v}{\lambda \omega_0} (-\sin \omega_0 t) \times \right. \\ \left. \times \cos \psi \right\} \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp j\pi \operatorname{tg} \varphi_{10} \end{vmatrix} R_3 \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp j\pi \operatorname{tg} \varphi_3 \end{vmatrix} R_2 \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp j\pi \operatorname{tg} \varphi_2 \end{vmatrix}.$$

С учетом прохождения когерентного излучения $E \exp j\omega t$ матрица $M_{\text{оп}}$ примет вид

$$M'_{\text{оп}} = E_0 \exp j \left[\omega t + \frac{4\pi v}{\lambda \omega_0} (-\sin \omega_0 t) \cos \psi \right] \begin{vmatrix} 1 \\ 1 \end{vmatrix},$$

где $E_0 = ED_0$, D_0 — постоянная, учитывающая коэффициенты отражения.

Матрицу совокупности элементов, через которые проходит излучение по n -му каналу измерительного плеча интерферометра при нормальном падении излучения на отражающую поверхность объекта измерения, получим произведением матриц элементов 2, 7, 8, 7, 10, 11, 5, 11, 10, 12, 13:

$$M_n = R_{13} \begin{vmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{vmatrix} R_{12} \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} R_{10} \begin{vmatrix} \exp j\pi \operatorname{tg} \varphi_{10} & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} R_{11} \begin{vmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} R_5 \times \\ \times \exp j \left\{ \frac{4\pi v_n}{\lambda \omega_0} (-\sin \omega_0 t) \right\} \begin{vmatrix} \exp j\pi \operatorname{tg} \varphi_5 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} R_{11} \begin{vmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} R_{10} \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \times \\ \times \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{vmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} j \cos \Omega_n t & -j \sin \Omega_n t \\ j \sin \Omega_n t & -j \cos \Omega_n t \end{vmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} 1 & -j \\ -j & 1 \end{vmatrix} \times$$

$$\times R_2 \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix}.$$

С учетом прохождения когерентного излучения матрица n -го канала примет вид

$$M'_n = E_n \exp j \left[(\omega + \Omega_n) t + \frac{4\pi v_n}{\lambda \omega_0} (-\sin \omega_0 t) \right] \begin{vmatrix} 1 \\ 1 \end{vmatrix},$$

где $E_n = ED_n$, здесь D_n — постоянная, учитывающая коэффициенты отражения в каждом канале, $n=1, 2, 3 \dots i$. Суммарный вектор электрического поля на входе фотоприемника

$$\begin{aligned} M'_\Sigma = & \begin{vmatrix} 1 \\ 1 \end{vmatrix} \left\{ E_0 \exp j \left[\omega t + \frac{4\pi v_i}{\lambda \omega_0} (-\sin \omega_0 t) \cos \psi \right] + \right. \\ & + E_1 \exp j \left[(\omega + \Omega_1) t + \frac{4\pi v_1}{\lambda \omega_0} (-\sin \omega_0 t) \right] + E_2 \exp j \left[(\omega + \Omega_2) t + \right. \\ & + \frac{4\pi v_2}{\lambda \omega_0} (-\sin \omega_0 t) \left. \right] + \dots + E_i \exp j \left[(\omega + \Omega_i) t + \right. \\ & \left. \left. + \frac{4\pi v_i}{\lambda \omega_0} (-\sin \omega_0 t) \right] \right\}. \end{aligned}$$

Интенсивность когерентного излучения на входе фотоприемника

$$\begin{aligned} I = & \frac{1}{8\pi} \operatorname{Re} [M'_\Sigma M'^*_\Sigma] = E_1^2 + E_2^2 + \dots + E_n^2 + E_0 + 2E_1 E_2 \times \\ & \times \cos \left[\Omega_1 t + \frac{4\pi v_1}{\lambda \omega_0} \sin \omega_0 t (1 - \cos \psi) \right] + \dots + 2E_n E_0 \cos \left[\Omega_n t + \right. \\ & + \frac{4\pi v_n}{\lambda \omega_0} \sin \omega_0 t (1 - \cos \psi) \left. \right] + 2E_1 E_2 \cos (\Omega_1 t - \Omega_2 t + \Phi_1 - \Phi_2) + \\ & + \dots + 2E_1 E_n \cos [(\Omega_1 - \Omega_n) t + \Phi_1 - \Phi_n] + 2E_2 E_3 \cos [(\Omega_2 - \Omega_3) t + \\ & + \Phi_2 - \Phi_3] + \dots + 2E_2 E_n \cos [(\Omega_2 - \Omega_n) t + \Phi_2 - \Phi_n] + \\ & + 2E_3 E_4 \cos [(\Omega_3 - \Omega_4) t + \Phi_3 - \Phi_4] + \dots + 2E_3 E_n \cos [(\Omega_3 - \Omega_n) t + \\ & + \Phi_3 - \Phi_n] + 2E_{n-1} E_n \cos [(\Omega_{n-1} - \Omega_n) t + \Phi_{n-1} - \Phi_n]. \quad (91) \end{aligned}$$

Как видно из выражения (91), переменная составляющая тока на выходе фотоприемника с единичным нагрузочным сопротивлением будет иметь набор спектральных составляющих с несущими $\Omega_1, \Omega_2, \dots, \Omega_i$ и комбинационными $(\Omega_{n-1} - \Omega_n)$ частотами, из которых полезными, т. е. несущими информацию, будут

$$U_1 \exp j \left[\Omega_1 t + \frac{4\pi v_1}{\lambda \omega_0} \sin \omega_0 t (1 - \cos \psi) \right];$$

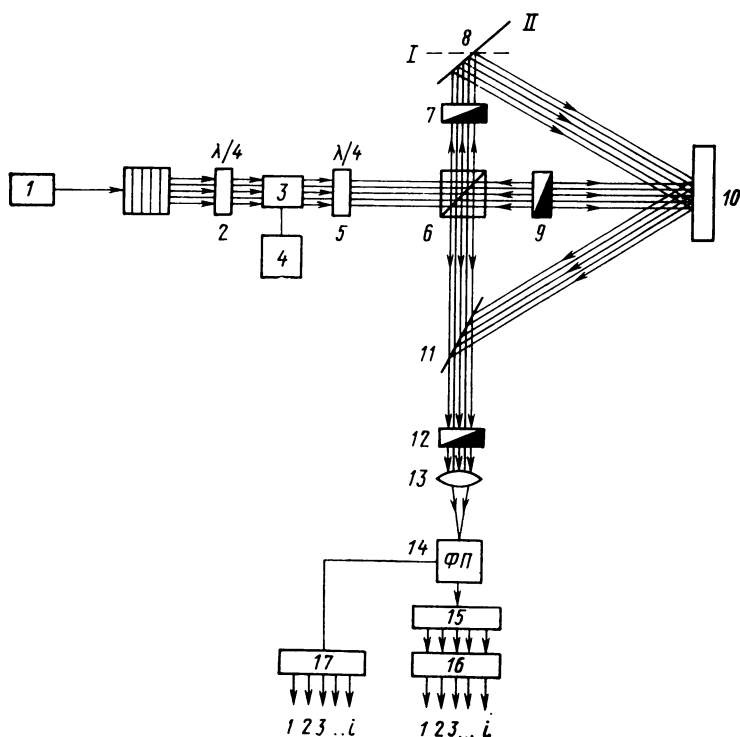


Рис. 71. Многоканальный интерферометр

ческого сигнала на отражающую поверхность объекта измерения под углом ψ (второй режим).

Первый режим измерения выполняется при нахождении отражающего зеркала 8 в положении I, а второй режим — в положении II.

Рассмотрим работу многоканального интерферометра во втором режиме. Излучение источника 1 после прохождения многоканального поляризационного преобразователя, на который подаются напряжения с формирователя 4, равные четвертьволновому запаздыванию и с частотами $\Omega_1, \Omega_2, \dots, \Omega_n$, делится светоделительной поверхностью призмы-кубика 6 на две части. Одна часть когерентного излучения через поляризатор 9 направляется на объект измерения 10 и содержит ортогонально поляризованные составляющие по оси x с частотами ω .

Другая его часть, пройдя через поляризатор 7, с помощью отражающего зеркала 8 направляется под углом ψ на объект измерения 10. Она содержит ортогонально поляризованные составляющие по оси y с частотами $(\omega + \Omega_1), (\omega + \Omega_2), \dots, (\omega + \Omega_n)$.

Отраженные от объекта измерения составляющие излучения совмещаются в пространстве с помощью пластины 11. После прохождения поляризатора 12 они фокусируются объективом 13 на фотоприемник 14. Выходной сигнал фотоприемника поступает на блок полосовых фильтров 15 и блок частотных детекторов 16.

Рассмотрим работу интерферометра для случая гармонического колебания объекта измерения. Матрицу совокупности элементов, через которые проходит излучение при падении на отражающую поверхность под углом ω к нормали, получим из произведения матриц элементов 2, 3, 5, 6, 7, 8, 10, 11, 12:

$$M_{\text{оп}}^{(n)} = R_{12} \begin{vmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{vmatrix} R_{11} \begin{vmatrix} \exp j\pi \operatorname{tg} \varphi_{11} & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} R_{10} \exp j \left\{ \frac{4\pi v}{\lambda \omega_0} (-\sin \omega_0 t) \cos \psi \right\} \times \\ \times \begin{vmatrix} \exp j\pi \operatorname{tg} \varphi_{10} & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} R_8 \begin{vmatrix} \exp j\pi \operatorname{tg} \varphi_8 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} R_7 \begin{vmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} R_6 \times \\ \times \begin{vmatrix} \exp j\pi \operatorname{tg} \varphi_6 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{vmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} 1 + j \cos \Omega_n t & -j \sin \Omega_n t \\ j \sin \Omega_n t & 1 - j \cos \Omega_n t \end{vmatrix} \times \\ \times \begin{vmatrix} 1 & -j \\ -j & 1 \end{vmatrix},$$

где Ω_n — частота сдвига излучения в n -м канале интерферометра.

С учетом прохождения когерентного излучения, описываемого вектором $E \exp j\omega t \begin{vmatrix} 0 \\ 1 \end{vmatrix}$, матрица n -го канала примет вид

$$M_{\text{оп}}^{(n)} = E_n \exp j \left[(\omega - \Omega_n) + \frac{4\pi v_n}{\lambda \omega_0} \sin \omega_0 t \cos \psi \right] \begin{vmatrix} 1 \\ 1 \end{vmatrix},$$

где $E_n = E D_n$, здесь D_n — постоянная, учитывающая коэффициенты отражения, $n=1, 2, 3, \dots i$.

Матрицу совокупности элементов, через которые проходит излучение при нормальном падении на отражающую поверхность объекта измерения, получим из произведения матриц элементов 2, 3, 5, 6, 9, 10, 9, 6, 11, 12:

$$M_{\text{изм}}^{(n)} = R_{12} \begin{vmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{vmatrix} R_{11} \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} R_8 \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp j\pi \operatorname{tg} \varphi_8 \end{vmatrix} R_9 \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{vmatrix} R_{10} \exp j \times \\ \times \left\{ \frac{4\pi v_n}{\lambda \omega_0} (-\sin \omega_0 t) \right\} \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp j\pi \operatorname{tg} \varphi_{10} \end{vmatrix} R_9 \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{vmatrix} R_8 \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \times \\ \times \begin{vmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{vmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} 1 + j \cos \Omega_n t & -j \sin \Omega_n t \\ j \sin \Omega_n t & 1 - j \cos \Omega_n t \end{vmatrix} \times \\ \times \begin{vmatrix} 1 & -j \\ -j & 1 \end{vmatrix}.$$

Напряжения на выходе узкополосных фильтров, настроенных на частоты $\Omega_1, \Omega_2, \dots, \Omega_i$, имеют вид

$$u(t)_n = K_{\Phi} U J_0(m_f) \cos \Omega_n t,$$

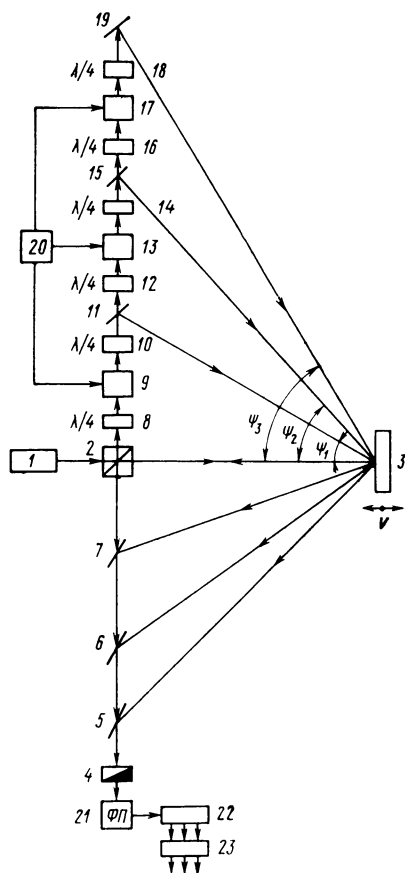
где $m_f = \frac{4\pi v_n}{\lambda \omega_0}$ — индекс частотной модуляции, $n=1, 2, \dots, i$, а при работе интерферометра во втором режиме

$$U(t)_n = K_{\Phi} U J_0 \left[m_f 2 \sin^2 \left(\frac{\Psi}{2} \right) \right] \cos \Omega_n t.$$

Амплитуды колебаний объекта измерения, соответствующие переходам бесселовой функции нулевого порядка через ноль определяются соответственно по формулам

$$S_{(m)} = \frac{\lambda(m_f)m}{4\pi};$$

$$S_{(m)} = \frac{\lambda \left(m_f 2 \sin^2 \frac{\Psi}{2} \right) m}{4\pi 2 \sin^2 \frac{\Psi}{2}}.$$



На рис. 72 приведена схема многоканального интерферометра с расширенными пределами измерения. Излучение источника когерентного излучения 1 кубиком 2 делится на две части. Одна часть направляется по нормали на объект измерения 3, а другая часть после прохождения электрооптических устройств сдвига частоты, состоящих из четвертьволновых пластин 8, 10, 12, 14, 16, 18 электрооптических кристаллов 9, 13, 17, питаемых от формирователя 20, направляется с помощью зеркал 11, 15, 19 под разными углами ψ_1, ψ_2, ψ_3 на объект измерения 3. Отраженные от объекта измерения составляющие излучения совмещаются в пространстве с помощью светоделительных пластин 7, 6, 5 и после прохождения поляризатора

Рис. 72. Многоканальный интерферометр с расширенными пределами измерения

4 направляются на фотоприемник 21. Выходной сигнал фотоприемника поступает на блок полосовых фильтров 22 и далее на электронный блок обработки сигнала 23, в который входят частотные детекторы и узкополосные фильтры.

Матрицу совокупности элементов, через которые проходит излучение при падении на поверхность контролируемого объекта под углом ψ_1 , получим из произведения матриц элементов 2, 8, 9, 10, 11, 3, 7, 6, 5, 4:

$$M_1 = R_4 \begin{vmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{vmatrix} R_5 \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} R_6 \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} R_7 \begin{vmatrix} \exp j\pi \operatorname{tg} \varphi_7 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \times \\ \times R_8 \exp j \left\{ \frac{4\pi v}{\lambda \omega_0} (-\sin \omega_0 t) \cos \psi_1 \right\} \begin{vmatrix} \exp j\pi \operatorname{tg} \varphi_8 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \times \\ \times R_{11} \begin{vmatrix} \exp j\pi \operatorname{tg} \varphi_{11} & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{vmatrix} R_9 \begin{vmatrix} \cos \Omega_1 t & \sin \Omega_1 t \\ \sin \Omega_1 t & -\cos \Omega_1 t \end{vmatrix} \times \\ \times \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} 1 & -j \\ -j & 1 \end{vmatrix} R_2 \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp j\pi \operatorname{tg} \varphi_2 \end{vmatrix} = D_1 \exp j \left\{ \frac{4\pi v_1}{\lambda \omega_0} \times \right. \\ \left. \times (-\sin \omega_0 t) \cos \psi_1 \right\} \begin{vmatrix} j \exp -j\Omega_1 t & -j \exp j\Omega_1 t \operatorname{tg} \varphi_7 \operatorname{tg} \varphi_8 \operatorname{tg} \varphi_{11} \operatorname{tg} \varphi_2 \\ j \exp -j\Omega_1 t & -j \exp j\Omega_1 t \operatorname{tg} \varphi_7 \operatorname{tg} \varphi_8 \operatorname{tg} \varphi_{11} \operatorname{tg} \varphi_2 \end{vmatrix},$$

где D_1 — постоянная, учитывающая коэффициенты отражения; Ω_1 — частота сдвига излучения.

На фотоприемник приходит излучение

$$L_1 = E_1 \exp j \left\{ (\omega - \Omega_1) t + \frac{4\pi v}{\lambda \omega_0} (-\sin \omega_0 t) \cos \psi_1 \right\} \begin{vmatrix} 1 \\ 1 \end{vmatrix},$$

где $E_1 = ED_1$.

Матрицу совокупности элементов, через которые проходит излучение при падении на поверхность контролируемого объекта под углом ψ_2 , получим из произведения матриц элементов 2, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 3, 6, 5, 4:

$$M_2 = D_2 \exp j \left\{ \frac{4\pi v}{\lambda \omega_0} (-\sin \omega_0 t) \cos \psi_2 \right\} \times \\ \times \begin{vmatrix} \exp -j(\Omega_1 + \Omega_2) t & \exp -j(\Omega_1 + \Omega_2) t \operatorname{tg} \varphi_6 \operatorname{tg} \varphi_8 \operatorname{tg} \varphi_{15} \operatorname{tg} \varphi_2 \\ \exp -j(\Omega_1 + \Omega_2) t & \exp -j(\Omega_1 + \Omega_2) t \operatorname{tg} \varphi_6 \operatorname{tg} \varphi_8 \operatorname{tg} \varphi_{15} \operatorname{tg} \varphi_2 \end{vmatrix}.$$

На фотоприемник приходит излучение

$$L_2 = A_2 \exp j \left\{ [\omega - (\Omega_1 + \Omega_2)] t + \frac{4\pi v}{\lambda \omega_0} (-\sin \omega_0 t) \cos \psi_2 \right\} \begin{vmatrix} 1 \\ 1 \end{vmatrix}.$$

Матрицу совокупности элементов, через которые проходит излучение при падении на поверхность контролируемого объекта под углом ψ_3 , получим из произведения матриц элементов 2, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 3, 5, 4:

$$M_3 = D_3 \exp j \left\{ \frac{4\pi\nu}{\lambda\omega_0} (-\sin \omega_0 t) \cos \psi_3 \right\} \left| \begin{array}{l} j \exp j [\Omega_1 + (\Omega_2 + \Omega_3)] t - \\ j \exp j [\Omega_1 + (\Omega_2 + \Omega_3)] t - \\ - j \exp + j [\Omega_1 - (\Omega_2 + \Omega_3)] t \quad \text{tg } \varphi_5 \text{ tg } \varphi_3 \text{ tg } \varphi_{19} \text{ tg } \varphi_2 \\ - j \exp + j [\Omega_1 - (\Omega_2 + \Omega_3)] t \quad \text{tg } \varphi_5 \text{ tg } \varphi_3 \text{ tg } \varphi_{19} \text{ tg } \varphi_2 \end{array} \right|.$$

На фотоприемник приходит излучение

$$L_3 = E_3 \exp j \left\{ [\omega - 2(\Omega_1 + (\Omega_2 + \Omega_3))] + \frac{4\pi\nu}{\lambda\omega_0} (-\sin \omega_0 t) \cos \psi_3 \right\} \left| \begin{array}{l} 1 \\ 1 \end{array} \right|.$$

Матрица совокупности элементов, через которые проходит излучение при падении на поверхность контролируемого объекта по нормали, получим из произведения матриц элементов 2, 3, 2, 7, 6, 5, 4:

$$M_0 = D_0 \exp j \left\{ \frac{4\pi\nu}{\lambda\omega_0} (-\sin \omega_0 t) \right\} \left| \begin{array}{l} 1 \quad \text{tg } \varphi_3 \text{ tg } \varphi_2 \\ 1 \quad \text{tg } \varphi_3 \text{ tg } \varphi_2 \end{array} \right|.$$

На фотоприемник приходит излучение

$$L_0 = E_0 \exp j \left[\omega t + \frac{4\pi\nu}{\lambda\omega_0} (-\sin \omega_0 t) \right].$$

Интенсивность излучения на входе фотоприемника

$$I = \frac{1}{8\pi} \text{Re} [(L_0 + L_1 + L_2 + L_3) (L_0 + L_1 + L_2 + L_3)^*].$$

Выходной сигнал фотоприемника будет содержать набор спектральных составляющих с несущими и комбинационными частотами. Полезные спектральные составляющие, несущие информацию, выделяются с помощью полосовых фильтров и имеют вид:

$$U_1 \exp j \left[\Omega_1 t + \frac{4\pi\nu}{\lambda\omega_0} \sin \omega_0 t (1 - \cos \psi_1) \right];$$

$$U_2 \exp j \left[(\Omega_1 + \Omega_2) t + \frac{4\pi\nu}{\lambda\omega_0} \sin \omega_0 t (1 - \cos \psi_2) \right];$$

$$U_3 \exp j \left[[\Omega_1 + (\Omega_2 + \Omega_3)] t + \frac{4\pi\nu}{\lambda\omega_0} \sin \omega_0 t (1 - \cos \psi_3) \right].$$

Последние соотношения показывают, что частота доплеровского сдвига выходных сигналов полосовых фильтров меньше доплеровского сдвига, нормально падающего излучения на разные множители,

$$(1 - \cos \psi_n) = 2 \sin^2 \frac{\psi_n}{2}.$$

Это позволяет одновременно проводить измерения по трем каналам, имеющим разные диапазоны измерения, определяемые величинами ψ_n , что дает возможность наиболее полно воспроизвести

ударный процесс. Для произвольного движения объекта измерения выходные сигналы частотных детекторов будут иметь вид

$$u_{\text{чд}}^{(n)} = s_{\text{чд}}^{(n)} \frac{d}{dt} \left\{ \int_0^t \frac{4\pi}{\lambda} x_{\text{вх}}(t) (1 - \cos \psi_n) dt \right\}.$$

Рассмотренный выше метод измерения, позволяющий изменять доплеровскую частоту сигнала на множитель $(1 - \cos \psi) =$

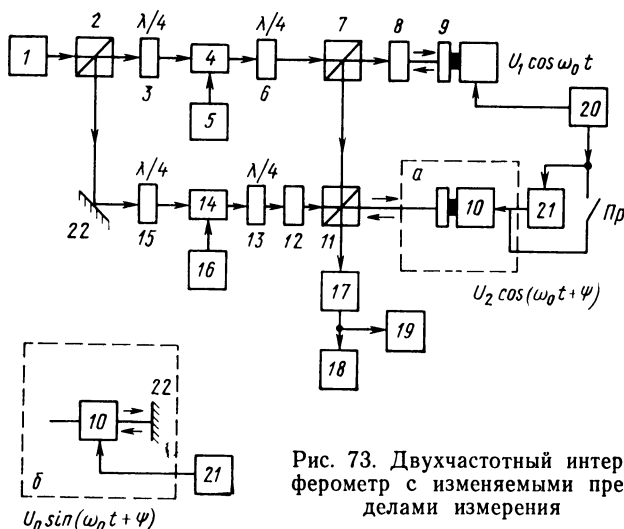


Рис. 73. Двухчастотный интерферометр с изменяемыми пределами измерения

$= 2\sin^2 \psi / 2$, можно реализовать с помощью двухчастотного интерферометра, изображенного на рис. 73, с электрооптическим сдвигом частоты излучения [19]. Излучение источника 1 с помощью светоделительного кубика 2 делится на две части. Одна часть когерентного излучения через четвертьволновые пластины 3 и 6, кристалл ниобата лития 4, питаемый от формирователя 5, светоделительный кубик 7 и поляризатор 8 направляется на подвижную платформу вибратора 9, другая часть через неподвижное зеркало 22, четвертьволновые пластины 13, 15, кристалл ниобата лития 14, питаемый формирователем 16, поляризатор 12 и светоделительный кубик 11 поступает на подвижную платформу вибратора 10.

Отраженные от подвижных платформ вибраторов составляющие излучения с помощью светоделительных кубиков 11 и 7 направляются на фотоприемник 17. Вибраторы питаются от генератора 20. Фазовая задержка ψ , вводится блоком фазовой задержки 21 с помощью переключения Пр.

Матрицу совокупности элементов, через которые проходит излучение в первом канале, получим из произведения матриц элементов 2, 3, 4, 6, 7, 8, 9, 8, 7, 11:

$$\begin{aligned}
M_1 = & R_{11} \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} R_7 \begin{vmatrix} \exp j\pi \operatorname{tg} \varphi_7 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} R_8 \begin{vmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \times \\
& \times R_9 \begin{vmatrix} \exp j \left[\frac{4\pi v_1}{\lambda \omega_0} (-\sin \omega_0 t) + \pi \right] \operatorname{tg} \varphi_9 & 0 \\ 0 & \exp j \left[\frac{4\pi v_1}{\lambda \omega_0} (-\sin \omega_0 t) \right] \end{vmatrix} \times \\
& \times R_8 \begin{vmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} R_7 \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{vmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1 + j \cos \Omega_1 t & -j \sin \Omega_1 t \\ j \sin \Omega_1 t & 1 - j \cos \Omega_1 t \end{vmatrix} \times \\
& \times \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} 1 & -j \\ -j & 1 \end{vmatrix} R_2 \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix}. \quad (94)
\end{aligned}$$

Матрицу совокупности элементов, через которые проходит излучение во втором канале, получим из произведения матриц элементов 2, 22, 15, 14, 13, 12, 11, 10, 11:

$$\begin{aligned}
M_2 = & R_{11} \begin{vmatrix} \exp j\pi \operatorname{tg} \varphi_{11} & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} R_{10} \times \\
& \times \begin{vmatrix} \exp \left\{ \frac{4\pi v_2}{\lambda \omega_0} [-\sin (\omega_0 t + \psi) + \pi] \operatorname{tg} \varphi_{10} \right\} & 0 \\ 0 & \exp \left\{ \frac{4\pi v_2}{\lambda \omega_0} [-\sin (\omega_0 t + \psi)] \right\} \end{vmatrix} \times \\
& \times R_{11} \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} R_{12} \begin{vmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{vmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{vmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \times \\
& \times \begin{vmatrix} 1 + j \cos \Omega_2 t & -j \sin \Omega_2 t \\ j \sin \Omega_2 t & 1 - j \cos \Omega_2 t \end{vmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} 1 & -j \\ -j & 1 \end{vmatrix} R_{22} \times \\
& \times \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp j\pi \operatorname{tg} \varphi_{22} \end{vmatrix} R_2 \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp j\pi \operatorname{tg} \varphi_2 \end{vmatrix}.
\end{aligned}$$

Излучение источника 1 описывается вектором Джонса $E \exp j\omega t \begin{vmatrix} 1 \\ 0 \end{vmatrix}$.

Суммарный вектор электрического поля на входе фотоприемника

$$\begin{aligned}
L_{\Sigma} = & \begin{vmatrix} 0 \\ 1 \end{vmatrix} \left\{ E_1 \exp j \left[(\omega - \Omega_1) t + \frac{4\pi v_1}{\lambda \omega_0} (-\sin \omega_0 t) \right] + \right. \\
& \left. + E_2 \exp j \left[(\omega - \Omega_2) t + \frac{4\pi v_2}{\lambda \omega_0} [-\sin (\omega_0 t + \psi)] \right] \right\}.
\end{aligned}$$

Интенсивность излучения на входе фотоприемника

$$I = \frac{1}{8\pi} \operatorname{Re} (L_{\Sigma} L_{\Sigma}^*) = \frac{1}{8\pi} \left\{ E_1^2 + E_2^2 + 2 E_1 E_2 \cos \left[\frac{4\pi v_1}{\lambda \omega_0} \times \right. \right.$$

$$\times (-\sin \omega_0 t) - \frac{4\pi v_2}{\lambda \omega_0} [-\sin (\omega_0 t + \psi)] - (\Omega_1 - \Omega_2) t \Big] \Big\}.$$

Переменная составляющая тока на выходе фотоприемника при условии равенства амплитуд колебаний платформ вибраторов 9 и 10 введенной фазовой задержки

$$i(t) = 2K_\Phi D \cos \left[(\Omega_2 - \Omega_1) t + \frac{4\pi v}{\lambda \omega_0} \cos \left(\omega_0 t + \frac{\psi}{2} \right) 2 \sin \left(\frac{\psi}{2} \right) \right],$$

где D — коэффициент преобразования интерферометра, учитывающий коэффициенты отражения оптических элементов; K_Φ — коэффициент преобразования фотоприемника.

Как видно из последнего выражения, частота доплеровского сдвига в выходном сигнале фотоприемника, как и в выражении (92), меньше нормального доплеровского сдвига на множитель $2 \sin \left(\frac{\psi}{2} \right)$. В случае отсутствия во втором канале электрооптического сдвига частоты излучения, т. е. отсутствия элементов 15, 14, 13, 12, переменная составляющая тока на выходе фотоприемника

$$i(t) = 2K_\Phi D \cos \left[-\Omega_1 t + \frac{4\pi v}{\lambda \omega_0} \cos \left(\omega_0 t + \frac{\psi}{2} \right) 2 \sin \left(\frac{\psi}{2} \right) \right]. \quad (95)$$

Из полученного выражения видно, что в выходном электрическом сигнале фотоприемника присутствует одна несущая частота Ω_1 . Выходной сигнал частотного детектора 18 аналогичен сигналу, который описывается зависимостью (93).

В случае замены вибратора 10 на электрооптический кристалл ниобата лития (рис. 73, б), работающего в режиме фазовой модуляции, матрицу совокупности элементов, через которые проходит излучение во втором канале, получим из произведения матриц элементов 2, 15, 14, 13, 12, 11, 10, 22, 10, 11:

$$\begin{aligned} M_2 = & R_{11} \begin{vmatrix} \exp j \pi \operatorname{tg} \varphi_{11} & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} R_{10} \begin{vmatrix} \exp j \frac{\Gamma}{2} & 0 \\ 0 & \exp -j \frac{\Gamma}{2} \end{vmatrix} \times \\ & \times R_{22} \begin{vmatrix} \exp j \pi \operatorname{tg} \varphi_{22} & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} R_{10} \begin{vmatrix} \exp j \frac{\Gamma}{2} & 0 \\ 0 & \exp -j \frac{\Gamma}{2} \end{vmatrix} \times \\ & \times R_{11} \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} R_{12} \begin{vmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \left| \frac{1}{\sqrt{2}} \right| \begin{vmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{vmatrix} \left| \frac{1}{\sqrt{2}} \right| \times \\ & \times \begin{vmatrix} 1 + j \cos \Omega_2 t & -j \sin \Omega_2 t \\ j \sin \Omega_2 t & 1 - j \cos \Omega_2 t \end{vmatrix} \left| \frac{1}{\sqrt{2}} \right| \begin{vmatrix} 1 & -j \\ -j & 1 \end{vmatrix} R_{22} \times \end{aligned}$$

$$\times \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp j\pi \operatorname{tg} \varphi_{22} \end{vmatrix} \times R_2 \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp j\pi \operatorname{tg} \varphi_2 \end{vmatrix},$$

где $\Gamma = \frac{\pi}{\lambda} n_0^3 r_{22} \frac{l}{d} U_0 \sin(\omega_0 t + \psi)$,

λ — длина волны источника излучения; r_{22} — электрооптический коэффициент; l/d — отношение длины кристалла к его апертуре; $U_0 \sin(\omega_0 t + \psi)$ — напряжение, прикладываемое к кристаллу 10; Ω_1 — частота сдвига излучения в первом канале; Ω_2 — частота сдвига излучения во втором канале.

Матрица совокупности элементов, через которые проходит излучение в первом канале, описывается выражением (94). Интенсивность излучения на входе фотоприемника.

$$I_6 = \frac{1}{8\pi} \left\{ E_1^2 + E_2^2 + 2E_1 E_2 \cos \left[\frac{4\pi v_1}{\lambda \omega_0} (-\sin \omega_0 t) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\pi}{\lambda} n_0^3 r_{22} \frac{l}{d} U_0 \sin(\omega_0 t + \psi) - (\Omega_1 - \Omega_2) t \right] \right\}.$$

Переменная составляющая тока на выходе фотоприемника при условии равенства $\frac{4\pi v_1}{\lambda \omega_0} = \frac{\pi}{\lambda} n_0^3 r_{22} \frac{l}{d} U_0$

$$i(t) = 2K_{\Phi} D \cos \left[(\Omega_2 - \Omega_1) t + \frac{4\pi v_1}{\lambda \omega_0} \cos \left(\omega_0 t + \frac{\psi}{2} \right) 2 \sin \left(\frac{\psi}{2} \right) \right].$$

Равенство $\frac{4\pi v_1}{\lambda \omega_0} = U_0 \frac{\pi}{\lambda} n_0^3 r_{22} l/d$ обеспечивается изменением напряжения, подаваемого на кристалл ниобата лития 10 при работающем вибраторе 9, и фазовой задержке $\psi=0$, по отсутствию девиации частоты в выходном сигнале фотоприемника.

Двухчастотный интерферометр измерения параметров механических колебаний со сдвигом частоты излучения с помощью вращающейся фазовой пластинки приведен на рис. 74.

Излучение источника 1 с помощью вращающейся фазовой пластинки 3, механическим устройством 4 и четвертьволновых пластинок 2 и 5, преобразуется в две ортогональные составляющие излучения с частотами ω и $\omega - 2\Omega_2$. Одна часть излучения с помощью светоделительного кубика 6 направляется через поляризатор 7 на электрооптический кристалл, работающий в режиме фазовой модуляции 8, а другая — через поляризатор 13 на подвижную платформу вибратора.

На фотоприемник 15 поступают прошедшие через поляризатор 14 одинаково поляризованные составляющие когерентного излучения, отраженные от объекта измерения 12 и неподвижного отражателя 9. Фазовая задержка вводится блоком фазовой задержки 10 с помощью переключателя Пр. Питание вибратора и кристалла ниобата лития осуществляется с помощью генератора 11.

Матрица совокупности элементов, через которые проходит из-

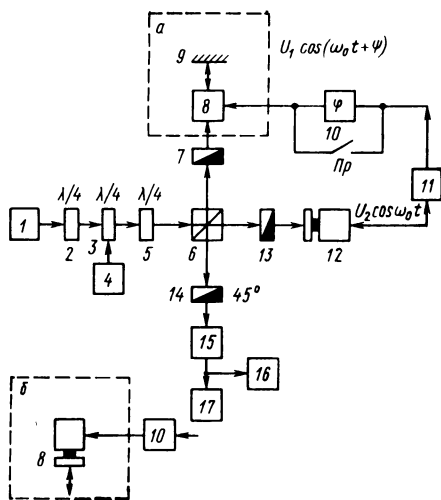


Рис. 74. Двухчастотный интерферометр с изменяемыми пределами измерения

лучение в опорном плече интерферометра, получим из произведения матриц элементов 2, 3, 5, 6, 7, 8, 9, 8, 7, 6, 14:

$$\begin{aligned}
 M_1 &= R_{14} \begin{vmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{vmatrix} R_8 \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} R_7 \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{vmatrix} \times \\
 &\times R_8 \begin{vmatrix} \exp j \frac{\Gamma}{2} & 0 \\ 0 & \exp -j \frac{\Gamma}{2} \end{vmatrix} R_9 \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp j \pi \operatorname{tg} \varphi_9 \end{vmatrix} \times \\
 &\times R_8 \begin{vmatrix} \exp j \frac{\Gamma}{2} & 0 \\ 0 & \exp -j \frac{\Gamma}{2} \end{vmatrix} R_7 \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{vmatrix} R_8 \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp j \pi \operatorname{tg} \varphi_8 \end{vmatrix} \times \\
 &\times \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{vmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} 1 + j \cos 2\theta & -j \sin 2\theta \\ j \sin 2\theta & 1 - j \cos 2\theta \end{vmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} 1 & -j \\ -j & 1 \end{vmatrix},
 \end{aligned}$$

где $U_0 \sin(\omega_0 t + \varphi)$ — напряжение, подаваемое на кристалл; $2\theta = 2\Omega t$ — частота, на которую сдвигается излучение с помощью вращающейся фазовой пластины.

Матрицу совокупности элементов, через которые проходит излучение в измерительном плече интерферометра, получим из произведения матриц 2, 3, 5, 6, 13, 12, 13, 6, 14:

$$\begin{aligned}
 M_2 = & R_{14} \begin{vmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{vmatrix} R_6 \begin{vmatrix} \exp j\pi \operatorname{tg} \varphi_6 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} R_{13} \begin{vmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \times \\
 & \times R_{12} \begin{vmatrix} \exp j \left[\frac{4\omega v_2}{\lambda \omega_0} (-\sin \omega_0 t) + \pi \right] \operatorname{tg} \varphi_{12} & 0 \\ 0 & \exp j \left[\frac{4\pi v_2}{\lambda} (-\sin \omega_0 t) \right] \end{vmatrix} \times \\
 & \times R_{13} \begin{vmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} R_6 \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{vmatrix} \times \\
 & \times \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} 1 + \cos 2\theta & -j \sin 2\theta \\ j \sin 2\theta & 1 - j \cos 2\theta \end{vmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} 1 & -j \\ -j & 1 \end{vmatrix}.
 \end{aligned}$$

С учетом прохождения излучения через элементы интерферометра матрицы M_1 и M_2 примут вид

$$M'_1 = E_1 \exp j(\omega t - \Gamma) \begin{vmatrix} 1 \\ 1 \end{vmatrix};$$

$$M'_2 = E_2 \exp j \left[\omega t - 2\Omega t + \frac{4\pi v_2}{\lambda \omega_0} (-\sin \omega_0 t) \right] \begin{vmatrix} 1 \\ 1 \end{vmatrix}.$$

Интенсивность излучения на входе фотоприемника

$$\begin{aligned}
 I = & \frac{1}{8\pi} \left\{ E_1^2 + E_2^2 + 2E_1 E_2 \cos \left\{ \frac{4\pi v_2}{\lambda \omega_0} (-\sin \omega_0 t) + \frac{\pi}{\lambda} n_0^3 r_{22} \times \right. \right. \\
 & \left. \left. \times \frac{l}{d} U_0 \sin(\omega_0 t + \psi) + 2\Omega t \right\} \right\}.
 \end{aligned}$$

Переменная составляющая тока на выходе фотоприемника 15 при условии равенства $\frac{4\pi v_2}{\lambda \omega_0} = \frac{\pi}{\lambda} n_0^3 r_{22} \frac{l}{d} U_0$

$$i(t) = 2k_\Phi D \cos \left[2\Omega t + \frac{4\pi v_2}{\lambda \omega_0} 2\sin \left(\frac{\psi}{2} \right) \cos \left(\omega_0 t + \frac{\psi}{2} \right) \right].$$

Выходной сигнал частотного детектора 17 соответствует формуле (93). В случае замены электрооптического кристалла 8 и отражающего зеркала 9 на вибраторе 8 (рис. 74, б) матрицу совокупности элементов, через которые проходит излучение в опорном плече интерферометра, получим из произведения матриц элементов 2, 3, 5, 6, 7, 8, 6, 14:

$$M_1 = R_{14} \begin{vmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{vmatrix} R_6 \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} R_7 \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{vmatrix} R_8 \exp j \left\{ \frac{4\pi v_1}{\lambda \omega_0} [-\sin(\omega_0 t + \right.$$

$$+ \psi) \Big] \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp j\pi \operatorname{tg} \varphi_8 \end{vmatrix} R_7 \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{vmatrix} R_8 \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp j\pi \operatorname{tg} \varphi_8 \end{vmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{vmatrix} \times \\ \times \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} 1 + j \cos 2\Omega & -j \sin 2\Omega \\ j \sin 2\Omega & 1 - j \cos 2\Omega \end{vmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} 1 & -j \\ -j & 1 \end{vmatrix}.$$

Интенсивность излучения на входе фотоприемника

$$I = \frac{1}{8\pi} \left\{ E_1^2 + E_2^2 + 2E_1 E_2 \cos \left[\frac{4\pi\omega_2}{\lambda\omega_0} (-\sin \omega_0 t) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{4\pi\omega_1}{\lambda\omega_0} [-\sin (\omega_0 t + \psi)] + 2\Omega t \right] \right\}.$$

Переменная составляющая тока на выходе фотоприемника при условии равенства амплитуд колебаний и введенной фазовой задержки соответствует выражению (24). Напряжение на выходе узкополосного фильтра 16, настроенного на частоту $2\Omega t$, имеет вид

$$u(t) = K_\Phi U J_0(m, n) \cos 2\Omega t. \quad (96)$$

Рассмотренные методы и устройства можно использовать для проверки виброизмерительной аппаратуры с применением узкополосного фильтра, настроенного на частоту несущего колебания. При использовании вибраторов в обоих плечах интерферометра проверке могут подвергаться одновременно два вибратора или два пьезоэлектрических преобразователя, установленные на платформы вибраторов.

Как видно из выражения (96), амплитуды колебаний частоты Ω или 2Ω определяются функцией Бесселя нулевого порядка, имеющий квазипериодический характер. Амплитуды колебаний объекта измерения, соответствующие переходам бесселевой функции нулевого порядка через нуль, определим по формуле

$$S_{(m)} = \frac{\lambda(m, n)_m}{4\pi n}, \quad (97)$$

где n может изменяться в зависимости от ψ в пределах от 0 до 2.

Среднеквадратичную погрешность определения амплитуды колебаний S_m находим по формуле

$$\sigma_{S_m} = \sqrt{\left(\frac{\partial S_m}{\partial \lambda} \right)^2 \sigma_\lambda^2 + \left(\frac{\partial S_m}{\partial (m, n)_m} \right)^2 \sigma_{(m, n)_m}^2 + \left(\frac{\partial S_m}{\partial n} \right)^2 \sigma_n^2}.$$

Так как величина $(m, n)_m$ является аргументом функции $J_0(m, n)$, то ее значение находим путем определения предельной погрешности бесселевой функции $J_0(m, n)$.

Среднеквадратичную погрешность измерения $J_0(m, n)$ определим по выражению

$$\sigma_{J_0(m, n)} = \frac{1}{U_{\max}} \sqrt{\sigma_U^2 + \frac{U^2}{U_{\max}^2} \sigma_{U_{\max}}^2},$$

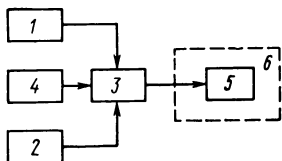


Рис. 75. Блок-схема устройства калировки интерферометра

где σ_U , $\sigma_{U_{\max}}$ — средние квадратичные погрешности измерений напряжений на выходе узкополосного фильтра.

Описанные методы измерений можно реализовать с помощью одночастотных интерферометров. Но из схем интерферометров необходимо исключить устройства сдвига частоты излучения. При этом в выходных электрических сигналах фотоприемников будет отсутствовать несущая частота, а узкополосный фильтр, на

который подается выходной сигнал фотоприемника, должен быть настроен на частоту колебаний объекта измерения ω_0 .

Выходной сигнал узкополосного фильтра будет описываться выражением

$$u(t) = K_{\Phi} U J_1(m, n) \cos \omega_0 t.$$

Среднеквадратичную погрешность измерения $J_1(m, n)$ в этом случае определим по формуле

$$\sigma_{J_1(m, n)} = \frac{0,58}{U_{\max}} \sqrt{\sigma_U^2 + \frac{U^2}{U_{\max}^2} \sigma_{U_{\max}}^2}.$$

Как показали экспериментальные исследования, погрешность измерения амплитуды колебаний на первом нуле бесселевой функции не превышает 1,5%. Эта погрешность в значительной степени зависит от точности определения и задания угла ψ .

Определение угла ψ осуществляют с помощью блок-схемы, приведенной на рис. 75. Электрические сигналы с частотами Ω_1 и Ω_2 соответственно кварцевых генераторов 1 и 2 подаются на электронный коммутатор 3, который поочередно подключает кварцевые генераторы к частотному детектору 5 двухчастотного интерферометра 6. На выходе частотного детектора формируются прямоугольные импульсы, амплитуда которых пропорциональна разности частот $\Omega_1 - \Omega_2 = \Delta\Omega$, а частота равна частоте Ω генератора коммутирующих импульсов 4. Выбирая соответствующие значения частот, можно прокалибровать электронные блоки интерферометра в необходимом диапазоне, а задавая известную амплитуду колебаний объекта измерения, — определить угол ψ .

Описанные в главе методы позволяют измерять амплитуды, отличные от дискретных. При этом обращения в нуль амплитуды выходного сигнала фотоприемника добиваются изменением величины ψ , а по формуле (97) находят значение амплитуды колебаний. Такие измерения целесообразно проводить на первом обращении в нуль бесселевой функции, так как погрешность измерения в этом случае наименьшая.

Динамическая погрешность воспроизведения электрического сигнала не превышает 3% в частотном диапазоне 1—30 кГц.

ЛАЗЕРНЫЕ ПРИБОРЫ КОНТРОЛЯ ЛИНЕЙНЫХ И УГЛОВЫХ ВЕЛИЧИН

1. МЕТОДЫ И СРЕДСТВА КОНТРОЛЯ ЛИНЕЙНЫХ И УГЛОВЫХ ВЕЛИЧИН, ОСНОВАННЫЕ НА ИСПОЛЬЗОВАНИИ ОДНОЧАСТОТНЫХ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ. ИЗМЕРЕНИЕ ДЛИН И ЛИНЕЙНЫХ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ

Схема интерферометра, предназначенного для измерения длин и линейных перемещений, приведена на рис. 76. Излучение одночастотного лазера 1, через коллиматор 2 направляется на светоделительный кубик 3, разделяющий его на две части. Одна часть излучения направляется на подвижное зеркало 5, связанное с объектом, линейное перемещение которого необходимо измерить, другая — на неподвижное зеркало 4. Отраженные от зеркал 4 и 5 составляющие излучения интерферируют на разделительной плоскости кубика 11. Через окуляр 10 можно наблюдать возникшую интерференционную картину.

Интерферентное поле через регулируемые щелевые диафрагмы 7, 8 направляется на фотоприемники 6, 9. Если объект измерения 5 неподвижен, то наблюдают неподвижную интерференционную картину.

Поле интерференции на входе фотоприемника 9 описывается выражением

$$I = E_{\text{оп}}^2 + E_{\text{изм}}^2 + 2E_{\text{оп}}E_{\text{изм}} \cos(\omega_d t + \varphi_0), \quad (98)$$

где I — интенсивность излучения, воспринимаемого фотоприемником; φ_0 — фаза, зависящая от начальной оптической разности хода излучения ОКГ в опорном и измерительном плечах интерферометра.

Таким образом, интенсивность (98) состоит из постоянной и частотно-модулированной составляющих. Последняя промодулирована частотой Допплера ω_d , пропорциональной скорости движения объекта измерения. Интерференционная картина, которую можно наблюдать через окуляр 10, обычно представляет собой полосы шириной 0,5—2,0 мм. Изменение хода лучей в измерительном плече на длину волны источника излучения λ вызывает смещение интерференционной картины на период. Это соответствует перемещению подвижного отражателя на $\lambda/2$.

Задачей фотоприемника является преобразование колебаний интенсивности освещенности, воспринимаемых в виде интерференционных полос, в соответствующие изменения электрического сигнала на выходе фотоприемников, которые фиксируются отсчетным устройством 12.

Отсчетное устройство обеспечивает усиление и формирование электрических сигналов обоих каналов, сдвинутых по фазе на $\pi/2$ их аналого-дискретное преобразование на фазочувствительной логической схеме и выдачу на реверсивный счетчик по двум входам сиг-

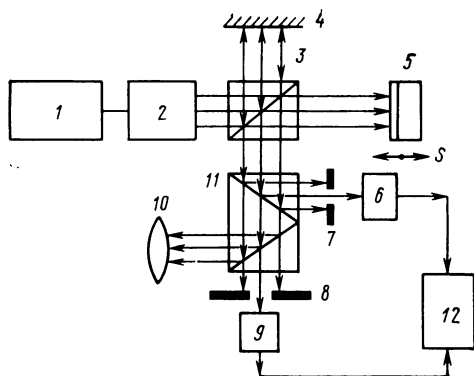


Рис. 76. Одночастотный лазерный интерферометр для измерения линейных перемещений

налов на вычитание или сложение в зависимости от соотношения фаз обоих каналов.

Выходные сигналы фотоприемников сдвигают относительно друг друга по фазе на $\pi/2$ для обеспечения реверсивного счета. Такой сдвиг обеспечивается соответствующим размещением на интерференционном поле диафрагм 7 и 8 со сдвигом на $1/4$ полосы.

Оптическая схема интерферометра за счет двукратного прохождения лучом оптического пути между разделительной пластиной и зеркалами обеспечивает цикл изменения освещенности фотоприемника при изменении оптической длины плеча на $\lambda/2$. В общем случае величина перемещения пропорциональна ω_d или фазе φ_i , т. е.

$$\varphi_i = 2\pi \frac{S_i}{\lambda/2},$$

где S_i — перемещение.

Элементарное перемещение

$$\Delta S_i = \lambda/2 \frac{\Delta \varphi_i}{2\pi},$$

а общее

$$\begin{aligned} S &= \sum_{i=1}^n \Delta S_i = \lambda/2 \frac{1}{2\pi} \sum_{i=1}^n \Delta \varphi_i = \\ &= \frac{\lambda}{4\pi} \int_{\varphi_0}^{\varphi_K} d\varphi = \frac{\lambda}{2} \frac{1}{2\pi} (\varphi_K - \varphi_0), \end{aligned}$$

где φ_0 и φ_K — начальное и конечное значения фазы.

емника. Напряженности электрических полей оптических сигналов на входе уголкового отражателя, когда опора 7 неподвижна

$$e_1 = E_1 \exp \{ -j (\omega t + \varphi_{01}) \};$$

$$e_2 = E_2 \exp \{ -j (\omega t + \varphi_{02}) \},$$

где φ_{01} и φ_{02} — начальные фазы.

Результирующее поле на входе фотоприемника 8 при движении опоры в направлении x

$$e = E_1 \exp \left\{ -j \left(\omega t + \varphi_{01} - \frac{2\pi}{\lambda} l_1 \right) \right\} + \\ + E_2 \exp \left\{ -j \left(\omega t + \varphi_{02} - \frac{2\pi}{\lambda} l_2 \right) \right\},$$

где $\frac{2\pi}{\lambda} l$ — доплеровское изменение частоты; l_1, l_2 — длины оптических путей от лазера до фотоприемника, проходящие соответственно через уголкового отражатели 5 и 6; λ — длина волны излучения лазера.

Ток в нагрузке квадратичного фотоприемника 8, помещенного в поле интерференции, описывается выражением

$$i_{\Phi} = \beta \left\{ E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 \cos \left(\varphi_{01} - \frac{2\pi}{\lambda} l_1 + \frac{2\pi}{\lambda} l_2 - \varphi_{02} \right) \right\}, \quad (100)$$

где β — коэффициент, учитывающий параметры фотоприемника.

Из выражения (100) видно, что выходной ток фотоприемника содержит постоянную и переменную составляющие. Последняя описывается выражением $\beta E_1 E_2 \cos \varphi'$ и содержит информацию о разности путей, пройденных уголковыми отражателями 5 и 6. Так как φ_{01} и φ_{02} являются постоянными величинами, то $\varphi' = \frac{2\pi}{\lambda} (l_2 - l_1)$,

откуда разность путей, пройденных уголковыми отражателями,

$$L_2 - L_1 = \frac{1}{2} (\Delta l_2 - \Delta l_1) = \frac{\lambda}{4\pi} (\Delta \varphi_2 - \Delta \varphi_1).$$

Из формулы следует, что одночастотные лазерные интерферометры позволяют измерять разность перемещений отражателей 5 и 6, определяющую угол поворота опоры отражателей, в соответствии с формулой (99). Однако, если один из отражателей закрепить неподвижно, то указанная разность будет полным перемещением другого отражателя. Для того чтобы различать направление движения опоры 7, в интерферометре необходимо применять две щелевые диафрагмы: 10, 11 и два фотоприемника: 8, 9. Смещением щелей диафрагмы необходимо устанавливать сдвиг между выходными токами фотоприемников, равный $\pi/2$. Это позволяет с помощью логической схемы различать направление перемещения интерференционной картины и, следовательно, опоры 7.

Разрешающая способность одночастотных лазерных интерферометров составляет $\lambda \cdot 10^{-2}$.

*Измерение угловых величин
одночастотным интерферомет-
ром с помощью сканирующих
устройств.*

Принцип измерения угловых величин с помощью сканирующих устройств заключается в следующем (рис. 78).

Когерентное излучение, выходящее из точки A , лежащей на оси Z , описывает круговую траекторию в плоскости XOY объекта. Если плоскость XOY перпендикулярна оси Z , то путь, проходимый излучением от точки A до плоскости XOY , при сканировании не изменяется.

При отклонении плоскости XOY от первоначального положения на угол α путь, проходимый когерентным излучением при сканировании плоскости XOY' по окружности радиуса r , изменяется на величину l в соответствии с зависимостью $l = A_m \sin(\omega_1 t + \varphi)$, где $A_m = r \operatorname{tg} \alpha$ — амплитуда изменения оптического пути излучения, ω_1 — угловая частота сканирования излучения, φ — начальная фаза.

Скорость изменения оптического пути, эквивалентная скорости относительного движения точки A и точки, движущейся в плоскости XOY' , равна

$$v = \frac{dl}{dt} = \omega_1 A_m \cos(\omega_1 t + \varphi) = \omega_1 r \operatorname{tg} \alpha \cos(\omega_1 t + \varphi).$$

При приеме излучения, отраженного от плоскости XOY' возникает доплеровский сдвиг частоты излучения, равный $\omega_{\text{Д}}$ $\omega_{\text{Д}} =$

$$= \frac{2\omega_1 r \operatorname{tg} \alpha \cos(\omega_1 t + \varphi)}{c}.$$

В качестве дефлекторов используются непрерывные преломляющие дефлекторы кругового сканирования, основанные на применении прямоугольных призм и призм с квадрупольными электродами из электрооптических кристаллов. Измерение производится следующим образом (рис. 79).

Излучение лазера 1 с частотой ω , пройдя через дефлектор 12 , описывает телесный угол с углом при вершине 2γ . С помощью зеркал 11 и 9 сканирующий луч направляется на объект измерения 10 , угловые колебания которого измеряются. Радиус окружности сканирования $r = L \operatorname{tg} \gamma$, где L — расстояние от дефлектора до объекта. После отражения от поверхности объекта 10 излучение поступает на апертурную плоскость приемной оптической системы 8 и совмещается с помощью светоделительного кубика 7 с опорным. Переменная составляющая выходного сигнала фотоприемника имеет вид

$$i(t) = I_0 \cos[m_f \sin \omega_1 t + \gamma],$$

где $m_f = 4\pi(\lambda)r \operatorname{tg} \alpha$.

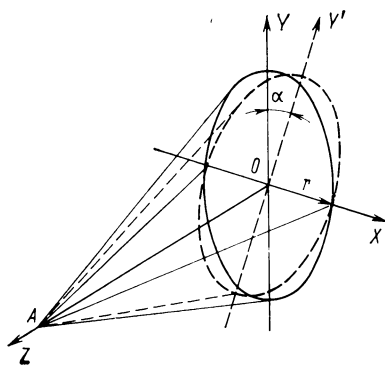


Рис. 78. Схема измерения угловых колебаний объекта

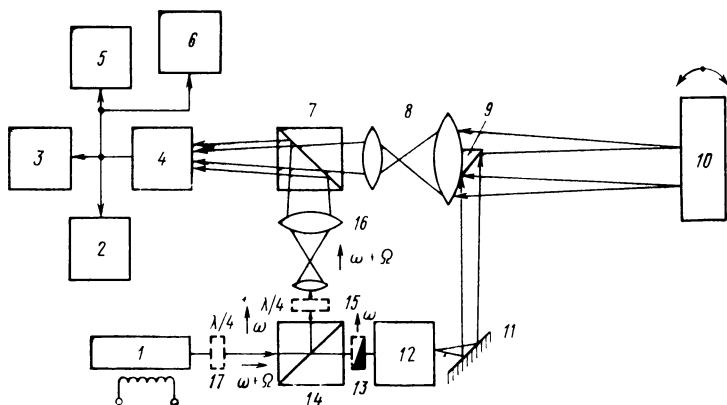


Рис. 79. Интерферометр со сканирующим устройством

Обработку выходного сигнала фотоприемника 4 можно производить двумя путями: методом однонаправленного счета, числа импульсов с помощью счетчика 3, соответствующих числу интерференционных полос, регистрируемых фотоприемником за определенный интервал времени, и с помощью полосового фильтра 2. При регистрации импульсов время счета подбирается таким образом, чтобы $\alpha = \arctg N_1$. Полосовой фильтр имеет центральную частоту ω ; сигнал на его выходе

$$i_{\Phi}(t) = 2J_{\Phi} \sin \gamma J_1(m_f) \sin \omega_1 t,$$

где $J_1(m_f)$ — бesselева функция 1-го порядка аргумента m_f .

Аналогично (57) амплитуда выходного электрического сигнала фильтра связана строгой зависимостью с амплитудой угловых колебаний объекта измерения. Эта зависимость определяется функцией Бесселя 1-го порядка. Амплитуда угловых колебаний объекта определяется формулой

$$\alpha_m = \arctg \frac{\lambda(m_f)_m}{4\pi r},$$

где $(m_f)_m$ — значение индекса модуляции соответственно корня $J_1(m_f)_m = 0$, вычисленного в табл. 1 по формулам гл. 3.

2. МЕТОДЫ И СРЕДСТВА КОНТРОЛЯ ЛИНЕЙНЫХ И УГЛОВЫХ ВЕЛИЧИН, ОСНОВАННЫЕ НА ИСПОЛЬЗОВАНИИ ДВУХЧАСТОТНЫХ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ И ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ОДНОЧАСТОТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ДВУХЧАСТОТНОЕ

Дрейф характеристик фотоприемников, нуля усилителей постоянного тока и порогов срабатывания формирующих устройств, а также изменение уровня мощности излучения ухудшает надежность

и стабильность одночастотных интерферометров. Двухчастотные лазерные интерферометры в отличие от одночастотных после включения обладают практически мгновенной готовностью к работе. В них отсутствует необходимость усиления выходного сигнала фотоприемника усилителем постоянного тока, так как постоянная составляющая выходного сигнала фотоприемника не влияет на работу прибора.

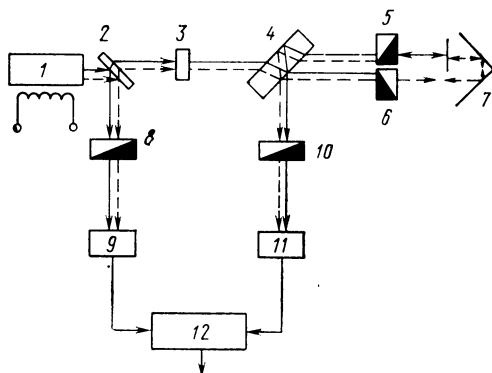


Рис. 80. Двухчастотный интерферометр для измерения линейных перемещений

Измерение линейных перемещений. Схема интерферометра с двухчастотным источником излучения, предназначенного для измерения линейных перемещений, приведена на рис. 80.

Гелий-неоновый лазер 1 в результате аксиально наложенного магнитного поля в соответствии с эффектом Зеемана генерирует две пространственно совмещенные составляющие излучения с частотами f_1 и f_2 , имеющими круговую поляризацию в противоположных направлениях и разнесенных на несколько сот килогерц. Полупрозрачная пластина 2 делит излучение на две части. Составляющие излучения с частотами f_1 и f_2 проходят поляризационный фильтр 8. На фотоприемнике 9 возникает «бегущая» интерференционная картина и на выходе появляется сигнал разностной частоты

$$i'(t) = I \sin 2\pi (f_1 - f_2) t,$$

который затем подается на суммирующий вход реверсивного счетчика 12. Излучение, прошедшее через полупрозрачную пластину 2, направляется на четвертьволновую пластинку 3, приобретает линейную ортогональную поляризацию обеих частот и направляется на расщепитель 4, где разделяется на две составляющие с помощью отражающего и полупрозрачного покрытий. Затем составляющие излучения проходят поляризаторы 5 и 6. Опорное зеркало отражает составляющую излучения с горизонтальной поляризацией через поляризатор на расщепитель. Составляющая излучения с вертикальной поляризацией проходит на уголкового отражателя 7 и, отразившись от обратной стороны неподвижного зеркала, также через фильтр

попадает на расщепитель. От расщепителя отраженное излучение, содержащее обе частотные компоненты с круговой поляризацией, проходит поляризационный фильтр 10 и интерферирует на фотоприемнике, создавая «бегущую» интерференционную картину.

Разностная частота, выделяемая в нагрузке фотоприемника 11, будет зависеть от скорости перемещения уголкового отражателя. Допплеровское изменение частоты определяется соотношением

$$\Delta f = 2fV/c = 2V/\lambda,$$

где V — скорость перемещения объекта.

Сигнал подается на вычитающий вход реверсивного счетчика 12 и имеет вид

$$i''(t) = I \sin 2\pi \left(f_1 + f_2 \pm \frac{2V}{\lambda} \right) t.$$

Счетчик интегрирует разность частот обоих входов, т. е. выделяет приращение фазы

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi V}{\lambda} t.$$

Но $Vt = \Delta x$ есть приращение пути, пройденного уголковым отражателем и выраженное в единицах, кратных длине волны используемого излучения. Направление определяется знаком приращения частоты.

Одной из особенностей интерферометра является использование двойного прохождения излучения в эталонном и измерительном плечах, изменяющего фазы на один цикл при смещении отражателя на $\lambda/4$.

Интерферометр с электрооптическим преобразованием одночастотного излучения в двухчастотное, предназначенный для измерения линейных перемещений, работает следующим образом (рис. 81). Разделительная поверхность 12 светоделительного кубика делит излучение лазера 1, прошедшее через коллиматор 2, на две части, одна из которых направляется на отражатель 3, перемещающийся вместе с объектом измерения, а другая — через полупрозрачную по-

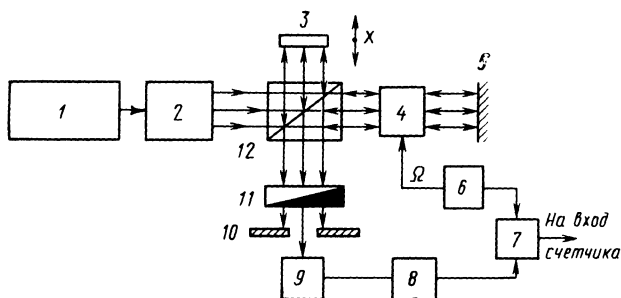


Рис. 81. Интерферометр с электрооптическим преобразованием излучения для измерения линейных перемещений

верхность 12 светоделительного кубика — на устройство сдвига частоты излучения лазера 4, которое сдвигает излучение на частоту Ω (частоту генератора 6), и далее через зеркало 5 и устройство сдвига обратно на светоделительный кубик 12. Таким образом, на поляризатор 11 поступают две составляющие излучения из опорного и измерительного плеч интерферометра, поляризованные относительно друг друга под углом 90° . Интерферирующие пучки через регулирующую щелевую диафрагму 10 направляются на фотоприемник 9. Выходной сигнал фотоприемника 9 подается на фильтр 8 и далее на один из входов фазового детектора 7. На другой вход фазового детектора подается сигнал с генератора 6. Выходной сигнал фазового детектора 7 подается на вход счетчика.

Частота преобразования Ω в интерферометре должна быть значительно выше доплеровского приращения частоты и лежать в рабочем диапазоне фотоприемника.

В ряде работ [36, 50] авторами рассмотрены отсчетные устройства периодических электрических сигналов, которые обеспечивают не только определение направления, но и повышают чувствительность (дискретность) отсчета внутришаговым делением (интерполяцией) цикла изменения освещенности. С помощью различных методов фазовой интерполяции можно обеспечить деление периода в десятки и сотни раз, но ввиду их сложности последние используют редко.

Наибольшее распространение получило деление периода на 2^n частей при $n=1$ за счет формирования сигналов счета при каждом переходе сигнала через ноль в одном канале и $n=2$ при формировании сигналов от обоих каналов, сдвинутых на 90° . По данным ряда работ, при однократном прохождении луча в измерительном плече интерферометров их чувствительность составляет 0,16 мкм для $\lambda/4$ и 0,08 мкм для $\lambda/8$, а при двукратном прохождении лучей — 0,04 мкм для $\lambda/16$. Отсчетные устройства (рис. 81), как правило, содержат усилители-формирователи 1, 2 сигналов с двумя противофазовыми выходами, дифференцирующие цепи 3, 4, схемы И и ИЛИ и связаны с реверсивными счетчиками 5 двумя выходами: «Сложение» и «Вычитание» (рис. 82).

На рис. 82 приведена схема отсчетного устройства, обеспечивающего два отсчетных импульса за период. Анализ работы таких устройств показывает, что дрейфы порога срабатывания формирующих устройств, а также конечное значение времени нарастания и спада преобразованных и сформированных импульсов наряду с неопределенностью порога срабатывания логических схем вносят неопределенность в фазу следования отсчетных импульсов, тем самым создается погрешность измерения длины в пределе, достигающая $1/2$ периода следования счетных импульсов.

Измерение угловых перемещений. Схема, поясняющая принцип изме-

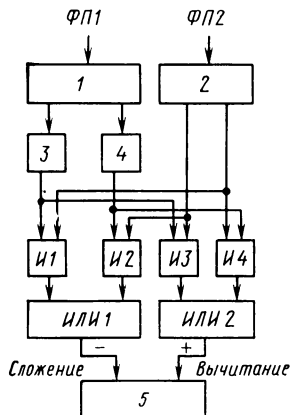


Рис. 82. Схема отсчетного устройства

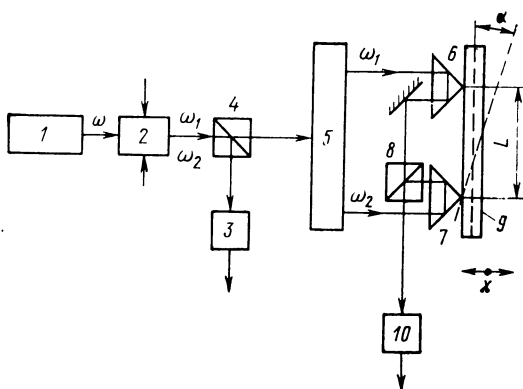


Рис. 83. Двухчастотный интерферометр для измерения угловых перемещений с электрооптическим преобразованием частоты излучения

рения угловых перемещений с помощью двухчастотных лазерных интерферометров, приведена на рис. 83. Излучение лазера 1, пройдя устройство преобразования одночастотного лазерного излучения в двухчастотное 2, делится светоделительной поверхностью призмы кубика 4 на две части. Одна часть излучения направляется на фотоприемник опорного канала 3, а другая — на устройство 5 разделения частот ω_1 , ω_2 . Лазерное излучение с частотами ω_1 и ω_2 направляют на уголкового отражатели 6, 7. Составляющие излучения, отраженные от обоих отражателей, попадают на фотоприемник информационного канала 10. Покажем, что информация о разности путей, пройденных уголковыми отражателями 6 и 7 в направлении x , содержится в разности фаз выходных сигналов фотоприемников 3, 10. Напряженности электрических полей оптических сигналов на входе уголкового отражателя при неподвижной опоре 9

$$e_1 = E_1 \exp \{-j(\omega_1 t + \varphi_{01})\};$$

$$e_2 = E_2 \exp \{-j(\omega_2 t + \varphi_{02})\},$$

где φ_{01} и φ_{02} — начальные фазы.

Результирующие поля на входе фотоприемников 3, 10 при движении опоры 9 в направлении x будут описываться выражениями

$$\begin{aligned} e_0 = & E_1 \exp \left\{ -j \left(\omega_1 t + \varphi_{01} - \frac{2\pi}{\lambda} l_0 \right) \right\} + \\ & + E_2 \exp \left\{ -j \left(\omega_2 t + \varphi_{02} - \frac{2\pi}{\lambda} l_0 \right) \right\}; \\ e_{\text{и}} = & E_1 \exp \left\{ -j \left(\omega_1 t + \varphi_{01} - \frac{2\pi}{\lambda} l_1 \right) \right\} + \\ & + E_2 \exp \left\{ -j \left(\omega_2 t + \varphi_{02} - \frac{2\pi}{\lambda} l_2 \right) \right\}, \end{aligned}$$

где l_0 — длина оптического пути от лазера до фотоприемника 3, l_1 , l_2 — длины оптических путей от лазера до фотоприемника 10, проходящих соответственно через уголкового отражатели 6 и 7.

Токи в нагрузках квадратичных фотоприемников, помещенных в поле интерференции, определяются выражениями

$$\left. \begin{aligned} i_{\text{фпо}} &= \beta \{ E_1^2 + E_2^2 + 2E_1 E_2 \cos [(\omega_1 - \omega_2) t + (\varphi_{01} - \varphi_{02})] \}; \\ i_{\text{фпи}} &= \beta \left\{ E_1^2 + E_2^2 + 2E_1 E_2 \cos \left[(\omega_1 - \omega_2) t + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + (\varphi_{01} - \varphi_{02}) + \frac{2\pi}{\lambda} (l_2 - l_1) \right] \right\}. \end{aligned} \right\} \quad (101)$$

Разность фаз информационного и опорного сигналов имеет вид

$$\varphi_{\text{и}} - \varphi_0 = \frac{2\pi}{\lambda} (l_0 - l_1) - \frac{2\pi}{\lambda} (l_0 - l_2) \quad \text{или} \quad \varphi_{\text{и}} - \varphi_0 = \frac{2\pi}{\lambda} (l_2 - l_1).$$

Отсюда разность путей, пройденных уголковыми отражателями 6 и 7,

$$L_2 - L_1 = \frac{1}{2} (\Delta l_2 - \Delta l_1) = \frac{\lambda}{4\pi} (\Delta \varphi_{\text{и}} - \Delta \varphi_0).$$

Таким образом, двухчастотные лазерные интерферометры, как и одночастотные, позволяют измерять разность перемещений отражателей 6 и 7, определяющую угол поворота опоры отражателей, в соответствии с формулой (99). Применение для измерения угловых перемещений двухчастотных лазерных интерферометров обеспечивает разрешение $\lambda \cdot 10^{-3}$ без внесения дополнительных погрешностей.

Одним из устройств, в котором реализован описанный метод измерений угловых перемещений, является ДИП-1 (доплеровский измеритель угловых перемещений). Прибор представляет собой двухчастотный лазерный интерферометр, в котором в качестве источника излучения использован лазер с внутренними зеркалами, помещенными в продольное магнитное поле (рис. 84). В результате эффекта Зеемана выходное излучение лазера 4 содержит две компоненты с частотами ω_1 и ω_2 . Часть излучения, отражаясь от разделительной пластины 5, поступает через поляризатор 9 на фотоприемник 11, у которого частота выходного электрического сигнала равна $\omega_1 - \omega_2$. Другая часть излучения, пройдя четвертьволновую пластину 6, разделительную поверхность призмы кубика 7 и отражающее зеркало 1, делится на два световых пучка, в каждом из которых содержатся частоты ω_1 и ω_2 .

Одна часть излучения направляется на уголкового отражатель 3, а другая — на уголкового отражатель 8. Перед уголкового отражателем 3 установлена четвертьволновая пластина 2. В результате двойного прохождения лазерного излучения через эту пластину плоскости поляризаций компонент излучения, отраженного от зеркала 3, поворачиваются на 90° . Таким образом, на фотоприемник 12 направляется излучение частот ω_1 и ω_2 параллельной поляризации и излучение тех же частот перпендикулярной поляризации.

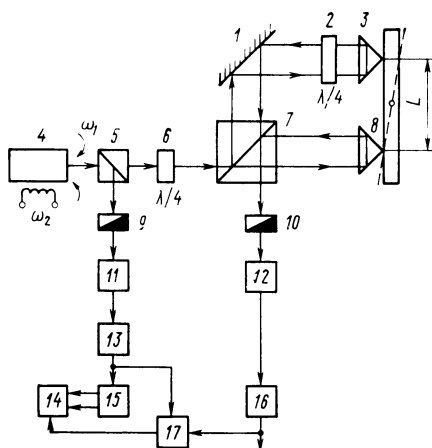


Рис. 84. Двухчастотный интерферометр для измерения угловых перемещений с зеемановским расщеплением частоты излучения

С помощью поляризатора 10 выделяется та или иная пара компонент различных частот одинаковой поляризации.

С фотоприемника 11 электрический сигнал через умножитель 13, увеличивающий опорную частоту в 2^n раз, поступает на счетчик опорного сигнала 15. С фотоприемника 12 сигнал поступает на счетчик информационного сигнала 16.

После прихода 2^N импульсов информационного сигнала (N — число разрядов счетчика 16), счетчик 16 выдает сигнал на схему управления 17, и с приходом следующего по времени импульса умноженной опорной частоты схема управления 17 дает команду «Списать содержимое счетчика опорного канала в арифметическое устройство 14 со знаком, определяемым старшим разрядом этого счетчика».

Число разрядов счетчика опорного сигнала выбрано $n+N$, причем число разрядов счетчика информационного сигнала такое, что обеспечивается неравенство

$$2^{N-1} \frac{\lambda}{2} > |L_{\max}|, \quad \text{где} \quad |L_{\max}| = |L_1 - L_2|_{\max}.$$

Умножение опорной частоты дает возможность в момент прихода 2^N -го импульса информационной частоты определять фазу опорного сигнала не только в целых периодах, но и в долях периода.

Арифметическое устройство содержит регистр, в который заносятся показания счетчика опорного сигнала, дешифратор, переводящий эти показания из двоичного в двоично-десятичный код, и схему управления, с помощью которой показания вводятся в маши-

ну, где происходит умножение кода на $\lambda/2$ и индикация результата.

Прибор имеет два диапазона измерений. Пределы первого диапазона измерений составляют $L_1-L_2=\pm 0,15$ м при разрешающей способности 0,3 мкм и числе разрядов счетчика опорного сигнала 20. Пределы второго диапазона измерений составляют $L_1-L_2=\pm 0,005$ м при разрешающей способности 0,01 мкм и том же числе разрядов счетчика ($L=100$ мм). Результат измерения угловых перемещений выдается в радианах или градусах один раз в 1 с. Недостатками прибора являются малый диапазон измеряемых перемещений, низкая скорость выдачи результата измерения, а также отсутствие устройства для усреднения результатов ряда измерений, необходимого для исключения случайной ошибки единичного измерения, возникающей из-за турбулентных явлений в воздухе. Эти недостатки в значительной степени устранены в приборе ДИП-2, который разработан в ИАЭ СО АН СССР на базе прибора ДИП-1.

Измерение угловых величин двухчастотным интерферометром с помощью сканирующих устройств. Принцип измерения угловых величин двухчастотным интерферометром рассмотрим на схеме рис. 79, введя в нее две четвертьволновые пластины 15, 17 и поляризатор 13 и считая, что лазер 1 работает в двухчастотном режиме.

Излучение с частотой ω направляется на дефлектор 12 и далее на объект 10, амплитуда угловых колебаний которого измеряется.

Отраженное излучение с частотой $(\omega + \omega_D)$ поступает на оптическую систему и с помощью светоделительного кубика 7 совмещается в пространстве с опорным излучением интерферометра, имеющим частоту $(\omega + \Omega)$. Переменная составляющая выходного сигнала фотоприемника 4 имеет вид

$$i(t) = I_0 \cos(\Omega t + m'_f \sin \omega_1 t + \gamma).$$

Выходной сигнал полосового фильтра 5, имеющего центральную частоту Ω , описывается выражением

$$i_\Phi(t) = 2I_\Phi \cos(\Omega t + \gamma) J_0(m'_f),$$

где $J_0(m'_f)$ — бесселева функция нулевого порядка аргумента m'_f .

Угловое смещение объекта определяется формулой

$$\alpha_m = \arctg \frac{\lambda (m'_f)_m}{4\pi r},$$

где $(m'_f)_m$ — значение индекса частотной модуляции, соответствующее корням $J_0(m'_f)_m = 0$, вычисленным в табл. 2 по формулам главы 3.

Напряжение на выходе частотного детектора 6 представляет собой производную от переменной фазы выходного сигнала фотоприемника:

$$u_{\text{чд}} = s_{\text{чд}} \frac{d \left[\int_0^t \omega_D(t) dt \right]}{dt}.$$

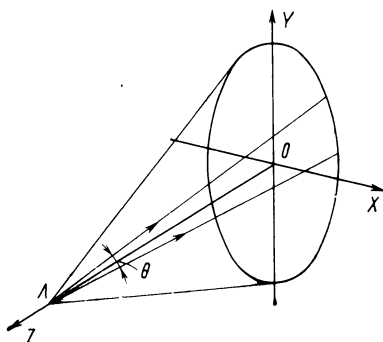


Рис. 85. Двухлучевой метод измерения параметров угловых колебаний

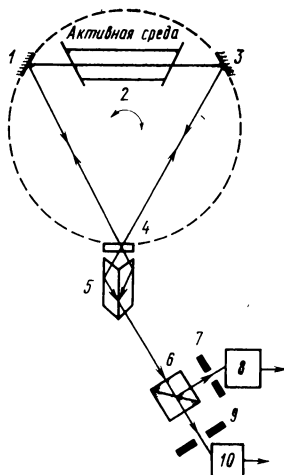


Рис. 86. Кольцевой интерферометр

Измерение угловых величин двухчастотным интерферометром с изменяемыми пределами измерения. Для получения двух частотно-модулированных колебаний и введения между ними контролируемого фазового сдвига необходимо применять двухлучевую схему сканирования (рис. 85). В этом случае обе составляющие излучения лазера сканируют по поверхности объекта измерения. Траектория сканирования представляет собой окружность радиуса r .

Отраженные от объекта измерения, составляющие излучения с помощью оптической системы направляются в интерферометр с изменяемыми пределами измерения (см. гл. 3).

3. ИЗМЕРЕНИЕ УГЛОВЫХ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ КОЛЬЦЕВЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ

Для измерения угловых перемещений (скоростей) в пределах 360° применяют кольцевые интерферометры, в которых излучение лазера направлено по замкнутому кругу. Вращающиеся кольцевые лазерные интерферометры называют также лазерными гироскопами.

Измерение с помощью лазерного гироскопа осуществляется следующим образом. В кольцевом интерферометре две составляющие лазерного излучения направлены в разные стороны. В покоящемся кольцевом лазерном интерферометре составляющие излучения имеют равные частоты. Если лазерный интерферометр вращается в своей плоскости, то время обхода резонатора одной составляющей излучения увеличивается, а другой на столько же уменьшается. Эта разность связана с разностью оптических путей для распространения

излучения в противоположных направлениях по замкнутому контуру, т. е.

$$\Delta L = c\Delta t = 4\pi\omega_0 R^2/c, \quad (102)$$

где ω_0 — частота вращения лазерного интерферометра; R — радиус вращения.

Уравнение (102) является основным для вращающегося интерферометра, из которого следует, что разность оптических путей пропорциональна скорости вращения. Разность времени прохождения по замкнутому контуру составляющих лазерного излучения, распространяющихся в противоположных направлениях, определяется выражением

$$\Delta t = \oint 2\omega_0 R^2 [1 - (\omega_0 R/c)^2]^{-1} d\varphi$$

или, пренебрегая членами второго порядка, $\Delta t = 4S\omega_0/c^2$, где S — площадь, охватываемая оптическим контуром. Таким образом, уравнение (102) для произвольной конфигурации резонатора примет вид

$$\Delta L = 4S\omega_0/c. \quad (103)$$

В кольцевом интерферометре (рис. 86) с периметром резонатора L (1, 3, 4 — отражающие зеркала) условие генерации можно записать в виде

$$m\lambda_{\pm} = L_{\pm} \quad \text{или} \quad v_{\pm} = mc/L_{\pm},$$

где m — число, характеризующее продольный тип колебаний ($m \approx 10^5$ — 10^6); v_{\pm} — частота колебаний для резонатора длиной L_{\pm} соответственно. При этом изменение длины оптического пути приводит к изменению частоты генерации (частоты волны лазерного излучения), определяемому соотношением

$$\Delta v/v = \Delta L/L. \quad (104)$$

Подставляя ΔL из выражения (103) в соотношение (104), получим

$$\Delta v = 4S\omega_0/L\lambda.$$

Так, например, для кольцевого интерферометра, работающего на длине волны $\lambda = 0,6328$ мкм, с резонатором в виде равностороннего треугольника с длиной стороны 13,2 см разность частот Δv составляет 5,9 Гц при скорости вращения 10 град/ч. Эта разность измеряется путем сложения встречных волн.

Разность частот пропорциональна скорости вращения в пространстве лазерного кольцевого интерферометра. Соответственно и скорость движения интерференционной картины определяется частотой биений или скоростью вращения кольцевого интерферометра.

Если угол расхождения лучей ϵ , то интенсивность результирующего поля на выходе призмы 5

$$I = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 \cos(2\pi\epsilon x/\lambda + \Delta\Omega t + \varphi), \quad (105)$$

где $\Delta\Omega$ — угловая частота биений; φ — постоянный фазовый сдвиг.

При отсутствии вращения, т. е. при $\Delta\Omega = 0$, интерференционная картина стационарна. При вращении кольцевого интерферометра картина перемещается со скоростью, определяемой частотой биений. Расстояние между полосами равно λ/ϵ .

Так как направление вращения определяется направлением перемещения интерференционной картины (105), то для определения направления вращения кольцевого интерферометра необходимо применять два фотоприемника: 8, 10, расположенные друг от друга на расстоянии четверти интерференционной полосы, или два фотоприемника 8, 10 и две щелевые диафрагмы 7, 9. Это позволяет с помощью логической схемы определить направление вращения, а реверсивным счетчиком подсчитать количество импульсов, соответствующих прохождению максимумов интерференционной картины при вращении кольцевого интерферометра в обоих направлениях. Реверсивный подсчет разностного количества импульсов, соответствующих повороту в ту или другую сторону, зависит только от конечного угла, на который повернулся кольцевой интерферометр, и не зависит от флуктуаций скорости вращения.

При высоких скоростях вращения лазерных кольцевых интерферометров разность частот встречных составляющих лазерного излучения пропорциональна скорости вращения, но при уменьшении скорости разность частот приближается к нулю быстрее, чем скорость углового вращения. Это объясняется тем, что в результате рассеивания встречных составляющих излучения на зеркалах и других оптических элементах в каждой из встречной составляющей лазерного излучения присутствует отраженная часть другой, что приводит к взаимному затягиванию частот встречных составляющих лазерного излучения. При уменьшении Ω до определенного критического значения, частоты встречных составляющих излучения принимают одинаковые значения, образуя зону нечувствительности.

Для определения направления вращения и выведения рабочей точки из зоны «Захвата» лазерному кольцевому интерферометру придают принудительное или кажущееся вращение, что приводит к созданию частотного сдвига между встречными составляющими лазерного излучения. Введение принудительного механического вращения усложняет конструкцию лазерного кольцевого интерферометра и уменьшает его устойчивость к нагрузкам.

Кажущееся вращение может быть задано следующими методами:

- введением в резонатор прозрачной движущейся среды (эффект Физо);

- наложением на активную среду продольного магнитного поля (эффект Зеемана);

- ведением электрооптических устройств сдвига частоты встречных волн.

Основные недостатки лазерных кольцевых интерферометров — относительно большие размеры и влияние внешних факторов на стабильность работы.

КОНТРОЛЬ ПАРАМЕТРОВ ДВИЖЕНИЯ ОБЪЕКТОВ, ИМЕЮЩИХ НЕСКОЛЬКО СТЕПЕНЕЙ СВОБОДЫ

1. ОДНОЧАСТОТНЫЕ И ДВУХЧАСТОТНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ В СИСТЕМАХ КОНТРОЛЯ ПАРАМЕТРОВ ДВИЖЕНИЯ ОБЪЕКТОВ

Двухкоординатные одночастотные интерферометры в последнее время нашли широкое применение для измерения размеров масок при изготовлении интегральных схем, в координатно-расточных станках и т. д. [26, 27, 30, 31, 47].

Схема одночастотного двухкоординатного интерферометра приведена на рис. 87. Излучение лазера 1, прошедшее через коллиматор 2, делится светоделительной пластиной 3 на две части. Каждая из этих частей через светоделительные кубики 5 направляется в опорные и измерительные плечи интерферометра. В измерительных плечах интерферометра расположены плоские зеркала 6, установленные на рабочей платформе 7. Электрические сигналы с фотоприемников 4 поступают в отсчетное устройство.

Анализ работы одночастотных двухкоординатных интерферометров показывает, что перемещение одной из координат всегда влияет на другую, поскольку точность изготовления направляющих практически не лучше 1 мкм. Кроме того, в процессе работы всегда возникают деформации, связанные с тепловыми расширениями и старением материала. Для учета этих факторов эталонные плечи необходимо размещать на неподвижной базе. Это возможно только при использовании плоских зеркал, длина которых не менее величины хода рабочей платформы. В этом случае точность определяется неплоскостностью зеркал, что и ограничивает их размеры. При длине зеркал порядка 100 мм может быть обеспечена точность 0,1—0,5 мкм. Увеличение длины зеркала целесообразно до 200—250 мм.

В одночастотных интерферометрах обработка выходных сигналов фотоприемников в отсчетном устройстве может вызывать значительные погрешности измерения. Последнее связано с тем, что наличие дрейфа постоянной составляющей фотоприемников может приводить к появлению лишних импульсов. Для устранения этого недостатка используют четыре фотоприемника вместо двух.

Двухчастотные многокоординатные интерферометры по сравнению с одночастотными обладают рядом преимуществ. Наличие несущей частоты позволяет работать на переменном токе. Это исключает влияние дрейфа постоянной составляющей. Кроме того, двухчастотные интерферометры имеют большую стабильность и надежность настройки и устойчивую систему реверса.

Двухчастотный лазерный интерферометр (рис. 88) с электрооптическим преобразованием частоты [30], предназначенный для

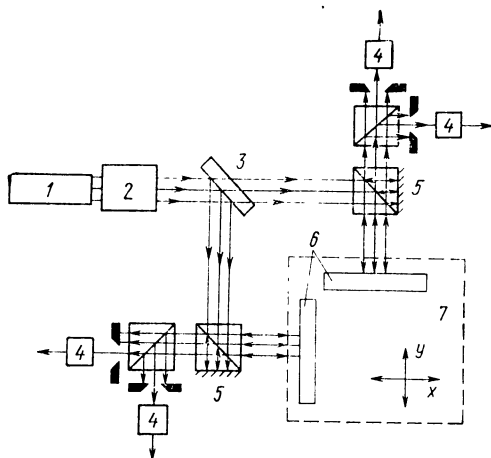


Рис. 87. Одночастотный двухкоординатный интерферометр

контроля скорости движения по двум координатам, работает следующим образом.

Излучение лазера $2e_x = E \exp j\omega t$, пройдя через линейный поляризатор 3, делится светоделительной пластиной 13 на две части, одна из которых направляется через четвертьволновую пластину 4 на отражающее зеркало 10 объекта измерения 11, перемещающееся по координате y . На выходе четвертьволновой пластины 4 излучение лазера становится циркулярно-поляризованным с левой круговой поляризацией:

$$e_x = (E/\sqrt{2}) \exp j\omega t;$$

$$e_y = (E/\sqrt{2}) j \exp j\omega t.$$

Отраженное от зеркала 10 излучение лазера сдвигается по частоте на величину $\omega_D = 2v_y\omega/c$, где ω — угловая частота излучения

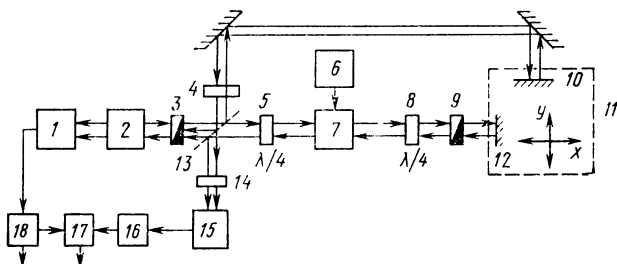


Рис. 88. Двухкоординатный интерферометр с электрооптическим преобразованием частоты

лазера; v_r — радиальная составляющая скорости движения объекта измерения; c — скорость света. При отражении от зеркала 10 излучение лазера меняет поляризацию и становится циркулярно-поляризованным с правой круговой поляризацией:

$$e_x = (E/\sqrt{2}) \exp j(\omega + \omega_{D1})t;$$

$$e_y = (E/\sqrt{2}) j \exp j(\omega + \omega_{D1})t.$$

После прохождения излучения через четвертьволновую пластину 4 и линейный поляризатор 14 в обратном направлении на фотоприемник 15 поступает только компонента, поляризованная по оси y :

$$e_y = E j \exp j(\omega + \omega_{D1})t.$$

Другая составляющая излучения, пройдя четвертьволновую пластину 5, тоже становится циркулярно-поляризованной с левой круговой поляризацией. Она направляется на кристалл ниобата лития 7, который находится во вращающемся электрическом поле (рис. 33). Электроды, создающие два взаимно перпендикулярных поля в кристалле, расположены вдоль него попарно во взаимно перпендикулярных плоскостях.

Электрическое поле, направленное вдоль оси y , изменяет фазу электрического вектора излучения лазера пропорционально модулирующему напряжению $U_m = \sin \Omega t$, поступающему с фазовращателя 6:

$$e_{x1} = (E/\sqrt{2}) \exp j(\omega t + \varphi_1);$$

$$e_{y1} = -(E/\sqrt{2}) j \exp j(\omega t - \varphi_1),$$

где $\varphi_1 = (\pi l / 2 \lambda d) r_{22} n_0^3 U_m \sin \Omega t$, $l / 2d$ — отношение половины

длины кристалла к его ширине; r_{22} — электрооптический коэффициент; n_0 — показатель преломления.

Составляющие электрического вектора излучения лазера на выходе кристалла 7 имеют вид

$$\left. \begin{aligned} e_{x1}' &= (E/\sqrt{2}) \exp j\omega t [\cos \varphi_2 \exp j\varphi_1 + \sin \varphi_2 \exp (-j\varphi_1)]; \\ e_{y1}' &= (E/\sqrt{2}) \exp j\omega t [j \sin \varphi_2 \exp j\varphi_1 - j \cos \varphi_2 \exp (-j\varphi_1)], \end{aligned} \right\} \quad (106)$$

где $\varphi_2 = (\pi l / 2 \lambda d) r_{22} n_0^3 U_m \cos \Omega t$, а $U_m \cos \Omega t$ — модулирующее напряжение, поступающее с фазовращателя 6.

Обозначая $\varphi_1 + \varphi_2 = X \sin \xi$, $\varphi_2 - \varphi_1 = X \cos \xi$, где $\xi = \Omega + \pi/4$, $X = (\sqrt{2} \pi l / 2 \lambda d) n_0^3 r_{22} U_m$, и подставляя в преобразованные выражения (106), получим

$$\left. \begin{aligned} e_{x1}' &= (E/\sqrt{2}) [J_0(X) \exp j\omega t + \sqrt{2} J_1(X) \exp j \times \\ &\times (\omega + \Omega) t + J_2(X) \exp j(\omega \pm 2\Omega) t + \dots]; \\ e_{y1}' &= (E/\sqrt{2}) [-J_0(X) j \exp \omega t + \sqrt{2} J_1(X) j \exp j(\omega + \Omega) t - \\ &- J_2(X) j \exp (\omega \pm 2\Omega) t + \dots], \end{aligned} \right\} \quad (107)$$

где $J_m(X)$ — бесселева функция 1-го рода m -го порядка аргумента X .

Из выражений (107) видно, что излучение на выходе кристалла ниобата лития 7 состоит из суммы лево- и правополяризованных компонент. Циркулярно-поляризованное излучение лазера (107) после прохождения четвертьволновой пластины 8, матрица которой

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} 1 & -j \\ -j & 1 \end{vmatrix},$$

становится линейно-поляризованным:

$$e_x = E \sqrt{2} J_1(X) \exp j(\omega + \Omega)t + E \sqrt{2} J_3(X) \exp j(\omega - 3\Omega)t + \dots;$$

$$e_y = -E J_0(X) \exp j\omega t - E J_2(X) j \exp j(\omega \pm 2\Omega)t - \dots$$

С помощью линейного поляризатора 9 выделяется компонента излучения лазера, поляризованная по оси x . Оптимальным условием формирования компоненты излучения лазера частоты $\omega + \Omega$, при котором ее амплитуда имеет максимальное значение, является равенство $X=1,8$. Для выполнения этого равенства к кристаллу ниобата лития необходимо подводить модулирующие напряжения с амплитудой

$$U_m = 0,82\lambda d/n_0^3 r_{22} l.$$

Учитывая, что компоненты излучения лазера на выходе поляризатора 9 с частотами, отличными от $\omega + \Omega$, имеют малые амплитуды по сравнению с амплитудой компоненты с частотой $\omega + \Omega$, в дальнейшем будем считать — излучение лазера на выходе линейного поляризатора 9 имеет одну компоненту с частотой $\omega + \Omega$ и амплитудой $\sqrt{2} E J_1(X)$. Эта компонента, линейно поляризованная по оси x , при отражении от зеркала 12 приобретает доплеровский сдвиг частоты:

$$e_{\text{хотр}} = \sqrt{2} E J_1(X) \exp j(\omega + \Omega + \omega_{\text{Д2}})t.$$

Пройдя вторично через линейный поляризатор 9 и четвертьволновую пластину 8, она становится циркулярно-поляризованной с правой круговой поляризацией:

$$e_x = E J_1(X) \exp j(\omega + \Omega + \omega_{\text{Д2}})t;$$

$$e_y = E J_1(X) j \exp j(\omega + \Omega + \omega_{\text{Д2}})t.$$

Составляющие электрического вектора излучения лазера после вторичного прохождения через кристалл ниобата лития 7 примут вид

$$e_{x1'} = E J_1(X) \exp j(\omega + \Omega + \omega_{\text{Д2}})t [\cos \varphi_2 \exp j\varphi_1 + \sin \varphi_2 \exp(-j\varphi_1)];$$

$$e_{y1'} = E J_1(X) \exp j(\omega + \Omega + \omega_{\text{Д2}})t [j \sin \varphi_2 \exp j\varphi_1 - \\ - j \cos \varphi_2 \exp(-j\varphi_1)]. \quad (108)$$

После разложения выражений (103) в ряд Фурье и преобразований получим

$$\left. \begin{aligned} e_{x1'} &= EJ_1(X) [J_0(X) \exp j(\omega + \Omega + \omega_{Д2})t + \sqrt{2} J_1(X) \times \\ &\times \exp j(\omega + 2\Omega + \omega_{Д2})t + J_2(X) \exp j(\omega \pm 3\Omega + \\ &+ \omega_{Д2})t + \dots]; \\ e_{y1'} &= EJ_1(X) [-J_0(X) j \exp j(\omega + \Omega + \omega_{Д2})t + \\ &+ \sqrt{2} J_1(X) j \exp j(\omega + 2\Omega + \omega_{Д2})t - J_2(X) \times \\ &\times j \exp j(\omega \pm 3\Omega + \omega_{Д2})t + \dots]. \end{aligned} \right\} \quad (109)$$

Из выражений (109) следует, что излучение лазера после второго прохождения через кристалл ниобата лития 7 состоит из суммы лево- и правополяризованных компонент. Циркулярно-поляризованное излучение лазера (109) после прохождения четверть-волновой пластины [см. выражение (106)], матрица которой

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{vmatrix},$$

преобразуется в линейно-поляризованное:

$$\left. \begin{aligned} e_x &= 2EJ_1^2(X) \exp j(\omega + 2\Omega + \omega_{Д2})t + \dots; \\ e_y &= \sqrt{2} EJ_1^2(X) J_0(X) j \exp j(\omega + \Omega + \omega_{Д2})t + \dots \end{aligned} \right\} \quad (110)$$

Считая амплитуды компонент излучения лазера с частотами, отличными от $\omega + 2\Omega$, после прохождения линейного поляризатора 3 пренебрежимо малыми, на входе фотоприемника 1 будем иметь два оптических сигнала:

$$e_x = 2EJ_1^2(X) \exp j(\omega + 2\Omega + \omega_{Д2})t$$

и $e_x = E \exp j\omega t$ с одинаковой поляризацией. В результате напряжения на выходе фотоприемника 1 имеет вид

$$u_{\Phi 1} = U'_0 \cos(2\Omega + \omega_{Д2})t.$$

Электрический сигнал с фотоприемника 1 подается на частотный детектор 18, выходной сигнал которого описывается выражением

$$u_{\text{вых1}} = U_0 + S_{\text{чд}} u_x, \quad (111)$$

где U'_0 — напряжение, соответствующее несущей частоте при отсутствии девиации частоты; $S_{\text{чд}}$ — коэффициент преобразования частотного детектора. Из выражения (111) следует, что напряжение на выходе частотного детектора 18 пропорционально скорости движения объекта измерения 11 по координате x .

Отраженное от светоделительной пластины излучение (110) проходит через линейный поляризатор 14, на выходе которого выделяется составляющая излучения лазера

$$e_y = \sqrt{2} EJ_1(X) J_0(X) j \exp j(\omega + \Omega + \omega_{Д2})t.$$

Последняя интерферирует с излучением, отраженным от зеркала 10. При этом интенсивность результирующего поля на выходе линейного поляризатора 14 имеет вид

$$I = E^2 + 2E^2 J_1^2(X) J_0^2(X) + 2\sqrt{2} E^2 J_1(X) J_0(X) \cos(\Omega + \omega_{Д1} + \omega_{Д2})t.$$

Переменная составляющая на выходе фотоприемника 15 определяется выражением

$$u_{\Phi 2} = u_0' \cos(\Omega + \omega_{Д1} + \omega_{Д2})t.$$

Выходной электрический сигнал с фотоприемника 15 подается на частотный детектор 16, напряжение на выходе которого $u_{\text{вых}2} = 2u_0 + S_{\text{чд}}v_x + S_{\text{чд}}v_y$, где $S_{\text{чд}}$ — коэффициент преобразования детектора 16 пропорционально скоростям движения обоих зеркал объекта измерения 11 по координатам x и y . В вычитающем устройстве 17 выделяется напряжение, пропорциональное только скорости зеркала 10 по координате y :

$$u_{\text{вых}2} - u_{\text{вых}1} = U_0 + S_{\text{чд}}v_y.$$

Итак, рассматриваемый прибор позволяет измерять скорости движения объекта одновременно по двум координатам: x и y .

Таким образом, лазерный интерферометр может быть применен для контроля скорости движения исследуемого объекта по двум координатам, а также для контроля линейных перемещений.

Выбор схемы частотного детектора определяется минимальной центральной частотой f_n , которая равна несущей частоте выходного электрического сигнала фотоприемника при максимальной полосе пропускания частотного детектора Δf_n .

Поясним это подробнее. Основной характеристикой частотного детектора является его частотная характеристика $u_{\text{вых}}(f)$, отражающая зависимость (обычно нелинейную) выходного напряжения $u_{\text{вых}}$ от частоты подводимого электрического сигнала. Для того чтобы при детектировании выходного частотно-модулированного электрического сигнала фотоприемника не возникали нелинейные искажения, рабочий участок характеристики $u_{\text{вых}}(f)$ должен быть линейным. Поэтому для детектирования обычно используют лишь линейный участок характеристики $u_{\text{вых}}(f)$, вызываемый полосой пропускания частотного детектора Δf_n с центральной частотой f_n . Так как полоса пропускания частотного детектора Δf_n определяет верхний предел измеряемых скоростей $\Delta f_n = 4v/\lambda$ (где v — скорость движения объекта измерения, λ — длина волны излучения лазера), необходимо для детектирования выходного сигнала фотоприемника применять частотные детекторы с максимальной шириной полосы пропускания Δf_n при хорошей линейности частотных характеристик. Этим требованиям удовлетворяют частотные детекторы с усреднением во времени.

Схема частотного детектора с компенсацией нелинейности приведена на рис. 89. Сигнал с фотоприемника через конденсатор $C1$ поступает на двухкаскадный дифференциальный усилитель-ограничитель $T1-T5$ и через конденсатор $C4$ на усилитель-формирователь $T7-T8$. Передний фронт прямоугольного импульса напряжения

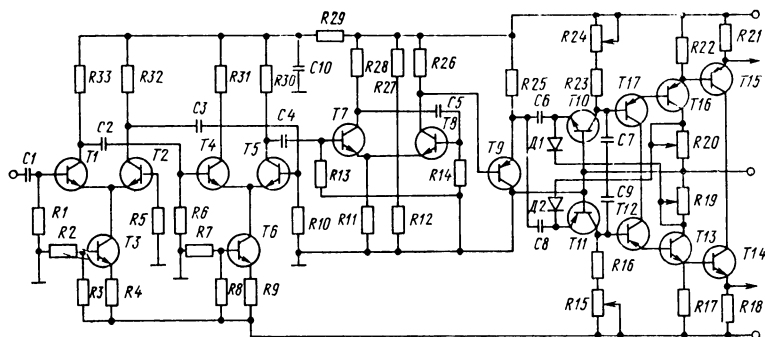


Рис. 89. Частотный детектор

дифференцируется цепью $C8$, $D2$, а задний — цепью $C6$ и $D1$. Для достижения высокой линейности характеристики необходимо выбрать емкости $C8$ и $C6$ так, чтобы $2f_{\max}CR \ll 1$. Выходное напряжение можно сделать более линейным, если потенциал катода диода $D1$ уменьшать, а потенциал анода диода $D2$ увеличивать пропорционально увеличению частоты. Это осуществляется подключением диодов через потенциометры $R19$ и $R20$.

Коэффициент нелинейных искажений частотного детектора в полосе частот 10—1000 кГц составляет $\sim 0,5\%$ при изменении выходного напряжения от 5 мВ до 8 В. Входное сопротивление усилителя-ограничителя 8 кОм. Линейность частотной характеристики детектора сохраняется при уменьшении сопротивления нагрузки до 2,4 кОм.

Как показали результаты экспериментальных исследований при частоте $\Omega = 100$ кГц, лазерный интерферометр позволяет измерять скорости движения объектов до $12 \cdot 10^{-2}$ м/с. Относительная погрешность измерения 1%. При увеличении частоты до 2 МГц была измерена скорость движения объекта до 2 м/с.

2. КОНТРОЛЬ НЕРАВНОМЕРНОСТИ СКОРОСТИ ДВИЖЕНИЯ ОБЪЕКТОВ, ИМЕЮЩИХ НЕСКОЛЬКО СТЕПЕНЕЙ СВОБОДЫ

Бесконтактный контроль неравномерности скорости движения узлов станков по двум и более координатам, применяемых для обработки деталей, можно осуществлять с помощью одночастотных и двухчастотных лазерных интерферометров. Схема одночастотного двухкоординатного интерферометра для контроля неравномерности скорости по двум координатам приведена на рис. 90.

Излучение лазера 1 делится светоделительным кубиком 2 на две части, которые через светоделительные кубики 3 и 9 направляются в опорное и измерительное плечи интерферометра. В измерительных плечах расположены отражающие поверхности объекта измерения 8. Электрические сигналы с фотоприемников поступают на частотомеры 5, 13 и частотные детекторы 6 и 11, на выходе которых установлены регистрирующие приборы 10, 7. Излучение лазе-

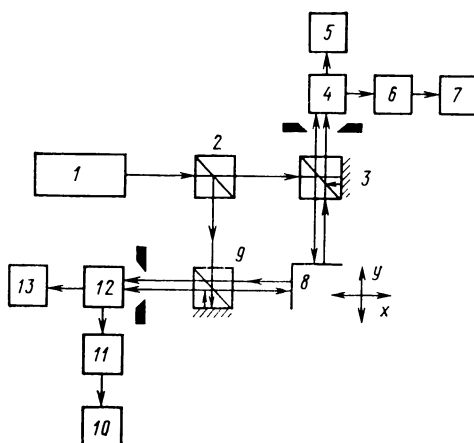


Рис. 90. Одночастотный интерферометр для контроля неравномерности скорости по двум координатам

ра, отразившись от объекта измерения 8, совершающего поступательные движения с постоянной скоростью v , приобретает доплеровские сдвиги по частоте по двум координатам x и y .

В результате выходные сигналы фотоприемников 4, 12 в случае равномерной скорости объекта 8 будут периодическими электрическими колебаниями с постоянной частотой f_D . При этом, если скорость объекта 8 равномерна, т. е. $v_x = \frac{dx}{dt} = \text{const}$ и $v_y = \frac{dy}{dt} =$

$= \text{const}$, то доплеровские сдвиги $f_{D1} = 2 \frac{v_x}{\lambda}$ и $f_{D2} = 2 \frac{v_y}{\lambda}$ тоже будут постоянными. В этом случае напряжение на выходе частотных детекторов будет равно нулю.

При изменении скорости движения объекта 8 будут изменяться f_{D1} и f_{D2} пропорционально изменению скорости движения, что соответствует изменению напряжения на выходе частотных детекторов пропорционально Δv . Если предварительно прокалибровать частотные детекторы с регистрирующими приборами, то по записи регистрирующих приборов можно с достаточной точностью определить неравномерность скорости движения объекта по координатам x и y . Неравномерность скорости движения объекта по координатам x и y можно определять и по показаниям частотомеров 5, 13.

Интерферометр с трехзеркальным резонатором показан на рис. 91. Одна часть выходного излучения лазера 3, отразившись от объекта 1, совершающим поступательные движения с постоянной скоростью v , возвращается в резонатор лазера, а вторая подается на светоделительный кубик 12, с помощью светоделительного кубика 2, где делится еще на две части.

Активная среда лазера 3 при прохождении через нее отраженного от объекта 1 излучения ведет себя как усилитель с обратной связью (13 — неподвижный отражатель).

Выходной сигнал фотоприемников 4, 10 после ограничения по амплитуде подается на частотные детекторы 6 и 9, воспроизводящие закон изменения частот $\omega_{Д1}$, $\omega_{Д2}$, а затем на регистрирующие приборы 7, 8. Если скорость движения объекта 1 равномерна, т. е.

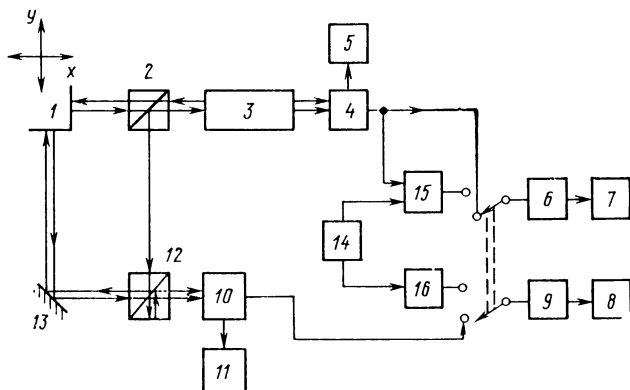


Рис. 91. Интерферометр с трехзеркальным резонатором для контроля неравномерности скорости по двум координатам

$v_y = dy/dt = \text{const}$ и $v_x = dx/dt = \text{const}$, то доплеровские сдвиги $f_{Д1} = 2v_x/\lambda$, $f_{Д2} = 2v_y/\lambda$ (где λ — длина волны излучения лазера) также будут постоянными. При этом на выходе фотоприемников 4, 10 будем иметь периодические сигналы с постоянными частотами $f_{Д1}$ и $f_{Д2}$, которые измеряются частотомерами 5, 11, а выходное напряжение частотных детекторов будет равно нулю. При изменении скорости движения объекта $f_{Д1}$ и $f_{Д2}$ будут изменяться пропорционально этой скорости, что соответствует изменению напряжения на выходе частотных детекторов пропорционально Δv .

При опытной проверке контролировалась неравномерность скорости движения каретки, равная 16 мм/с на участке 80 мм. Как показали исследования, чувствительность лазерного интерферометра с трехзеркальным резонатором к неравномерности скорости движения составила 200 мкм/с.

Чувствительность интерферометра можно значительно увеличить, если частоту выходных сигналов фотоприемников преобразовать с помощью генератора 14 и преобразователей 15, 16. В результате этого напряжения биений с частотами $(f_1 - f_{Д1})$, $(f_1 - f_{Д2})$ необходимо подавать на частотные детекторы с более низкой центральной частотой и, следовательно, с более высокой чувствительностью к изменению частот $f_{Д1}$, $f_{Д2}$. Кроме того, с помощью генератора 14 можно, перестраивая его частоту, измерять неравно-

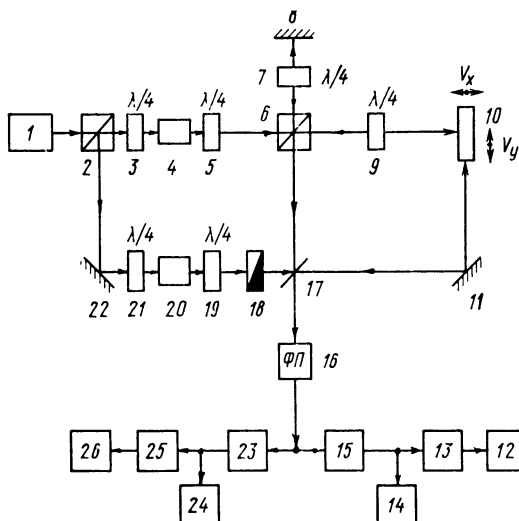


Рис. 92. Двухкоординатный интерферометр с электрооптическим преобразованием частоты

мерность скорости движения объекта при различных скоростях движения.

Двухкоординатный интерферометр с электрооптическим преобразованием частоты показан на рис. 92.

Одночастотное когерентное излучение источника 1 после прохождения электрооптических преобразователей, состоящих из четвертьволновых пластин 3, 5, 21, 19 и кристаллов ниобата лития 4 и 20, преобразуется в две пары ортогональных составляющих с частотами ω ; $\omega - \Omega_1$ и ω ; $\omega - \Omega_2$.

Составляющие с частотами $\omega - \Omega_1$, $\omega - \Omega_2$ направляются в измерительные плечи интерферометра, а с частотой ω в опорное плечо интерферометра, на четвертьволновую пластину 7 и отражающее зеркало 8. На фотоприемник 16 поступают одинаково поляризованные составляющие из опорного и измерительных плеч интерферометра. Выходной сигнал фотоприемника направляется на полосовые фильтры 23 и 15 и затем на частотные детекторы 25 и 13. Информация о неравномерности скорости движения объекта снимается с частотомеров 24, 14 или с электронных вольтметров 26 и 12. Когерентное излучение $e_x = E \exp j\omega t$ проходит в измерительных плечах через элементы 2, 3, 4, 5, 6, 9, 10, 9, 6, 17 и 2, 22, 21, 20, 19, 18, 17, 11, 10, 11, 17, а в опорном через элементы 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 7, 6, 17.

Матрицы совокупности элементов, через которые проходит излучение в измерительных плечах интерферометра,

$$M_1 = R_{17} \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} R_6 \exp j\pi \operatorname{tg} \varphi_6 \begin{vmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{vmatrix} R_9 \begin{vmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \times$$

$$\begin{aligned}
& \times R_{10} \left| \begin{array}{cc} \exp j \left\{ \int_0^t \frac{4\pi v_x}{\lambda} dt + \pi \right\} \operatorname{tg} \varphi_{10} & 0 \\ 0 & \exp j \left\{ \int_0^t \frac{4\pi v_x}{\lambda} dt \right\} \end{array} \right| \times \\
& \times R_9 \left| \begin{array}{cc} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{array} \right| R_8 \left| \begin{array}{cc} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{array} \right| \frac{1}{\sqrt{2}} \left| \begin{array}{cc} 1 & j \\ j & 1 \end{array} \right| \times \\
& \times \frac{1}{\sqrt{2}} \left| \begin{array}{cc} 1 + j \cos \Omega_1 t & -j \sin \Omega_1 t \\ j \sin \Omega_1 t & 1 - j \cos \Omega_1 t \end{array} \right| \frac{1}{\sqrt{2}} \left| \begin{array}{cc} 1 & -j \\ -j & 1 \end{array} \right| R_2 \left| \begin{array}{cc} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{array} \right|. \\
& M_2 = R_{17} \left| \begin{array}{cc} \exp j \pi \operatorname{tg} \varphi_{17} & 0 \\ 0 & 1 \end{array} \right| R_{10} \times \\
& \times \left| \begin{array}{cc} \exp j \left\{ \int_0^t \frac{4\pi v_q}{\lambda} dt + \pi \right\} \operatorname{tg} \varphi_{10} & 0 \\ 0 & \exp \left\{ \int_0^t \frac{4\pi v_y}{\lambda} dt \right\} \end{array} \right| \times \\
& \times R_{17} \left| \begin{array}{cc} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{array} \right| R_{18} \left| \begin{array}{cc} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{array} \right| \frac{1}{\sqrt{2}} \left| \begin{array}{cc} 1 & j \\ j & 1 \end{array} \right| \times \\
& \times \frac{1}{\sqrt{2}} \left| \begin{array}{cc} 1 + j \cos \Omega_2 t & -j \sin \Omega_2 t \\ j \sin \Omega_2 t & 1 - \cos \Omega_2 t \end{array} \right| \frac{1}{\sqrt{2}} \left| \begin{array}{cc} 1 & -j \\ -j & 1 \end{array} \right| \times \\
& \times R_{22} \left| \begin{array}{cc} 1 & 0 \\ 0 & \exp j \pi \operatorname{tg} \varphi_{22} \end{array} \right| R_2 \left| \begin{array}{cc} 1 & 0 \\ 0 & \exp j \pi \operatorname{tg} \varphi_2 \end{array} \right|.
\end{aligned}$$

Матрица совокупности элементов, через которые проходит излучение в опорном плече интерферометра,

$$\begin{aligned}
M_{\text{оп}} &= R_{17} \left| \begin{array}{cc} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{array} \right| R_6 \left| \begin{array}{cc} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{array} \right| \frac{1}{\sqrt{2}} \left| \begin{array}{cc} 1 & j \\ j & 1 \end{array} \right| R_8 \left| \begin{array}{cc} 1 & 0 \\ 0 & \exp j \pi \operatorname{tg} \varphi_8 \end{array} \right| \times \\
& \times \frac{1}{\sqrt{2}} \left| \begin{array}{cc} 1 & j \\ j & 1 \end{array} \right| R_6 \left| \begin{array}{cc} 0 & 0 \\ 0 & \exp j \pi \operatorname{tg} \varphi_6 \end{array} \right| \frac{1}{\sqrt{2}} \left| \begin{array}{cc} 1 & j \\ j & 1 \end{array} \right| \frac{1}{\sqrt{2}} \times \\
& \times \left| \begin{array}{cc} 1 + j \cos \Omega_1 t & -j \sin \Omega_1 t \\ j \sin \Omega_1 t & 1 - \cos j \cos \Omega_1 t \end{array} \right| \frac{1}{\sqrt{2}} \left| \begin{array}{cc} 1 & -j \\ -j & 1 \end{array} \right| R_2 \left| \begin{array}{cc} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{array} \right|.
\end{aligned}$$

С учетом прохождения когерентного излучения матрицы M_1 , M_2 , $M_{\text{оп}}$ примут вид

$$\left. \begin{aligned} M_1^{(1)} &= D_1 \exp j \left\{ (\omega - \Omega_1) t + \int_0^t \frac{4\pi v_x}{\lambda} dt \right\} \left| \begin{array}{c} 0 \\ 1 \end{array} \right| ; \\ M_2^{(1)} &= D_2 \exp j \left\{ (\omega - \Omega_2) t + \int_0^t \frac{4\pi v_y}{\lambda} dt \right\} \left| \begin{array}{c} 0 \\ 1 \end{array} \right| ; \\ M_{\text{оп}} &= D_3 \exp j\omega t \left| \begin{array}{c} 0 \\ 1 \end{array} \right|. \end{aligned} \right\} \quad (112)$$

Интенсивность излучения на входе фотоприемника

$$I = \frac{1}{8\pi} \operatorname{Re} [(M_1' + M_2' + M_{\text{оп}}') (M_1' + M_2' + M_{\text{оп}}')^*].$$

Выходной сигнал фотоприемника содержит набор спектральных составляющих с несущими и комбинационными частотами.

Полезные спектральные составляющие, несущие информацию о неравномерности скорости движения по осям x и y , выделяются с помощью полосовых фильтров 15, 23.

Ширина полосы пропускания полосовых фильтров выбирается исходя из величин скоростей движения объекта измерения и соотношения между несущими частотами Ω_1 и Ω_2 .

При равномерной скорости движения на выходе полосовых фильтров будем иметь периодические сигналы с частотами $(\Omega_1 + 4\pi/\lambda v_x)$, $(\Omega_2 + 4\pi/\lambda v_y)$. Напряжения на выходе частотных детекторов 13, 25 в этом случае будут равны

$$u_1 = S_{\text{чд}} \frac{d}{dt} \int_0^t \frac{4\pi v_x}{\lambda} dt;$$

$$u_2 = S_{\text{чд}} \frac{d}{dt} \int_0^t \frac{4\pi v_y}{\lambda} dt,$$

а переменная составляющая на выходе частотного детектора будет равна нулю. При изменении скорости движения объекта будут меняться и доплеровские сдвиги, что соответствует изменению напряжения на выходе частотных детекторов пропорционально Δv_x и Δv_y . На форму выходных сигналов фотоприемников значительное влияние могут оказывать сейсмические помехи, которые часто имеют низкочастотный характер.

ЛАЗЕРНЫЕ ПРИБОРЫ БЕСКОНТАКТНОГО КОНТРОЛЯ ПРОФИЛЯ ПОВЕРХНОСТИ

1. ОСОБЕННОСТИ КОНТРОЛЯ ПРОФИЛЯ ПОВЕРХНОСТИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЛАЗЕРА

В настоящее время используют в основном два метода измерения параметров шероховатости: контактный (щуповой) и бесконтактный (оптический).

При контактных методах измерения шероховатости по контролируемой поверхности перемещается алмазная или стальная игла (с радиусом закругления 1—12 мкм). При этом она получает микроперемещения в направлении своей оси, соответствующие изменению профиля поверхностных неровностей. Эти микроперемещения усиливаются и регистрируются отсчетными устройствами. Щуповые приборы изготавливают на пружинно-рычажных, оптико-механических и электромеханических принципах.

Бесконтактные (оптические) методы измерения шероховатости поверхности подразделяют на оценивающие шероховатость по некоторой площади измеряемой поверхности и по профилю.

Ниже приведены сравнительные оценки щупового и оптических методов контроля параметров шероховатостей.

Щуповой метод	Оптический метод
Малое быстродействие	Большое быстродействие
Инерционен	Безынерционен
Есть контакт с измеряемой поверхностью	Нет контакта с измеряемой поверхностью
Стирается рабочий орган	Происходит расфокусировка
Ограничен в измерениях малых значений R_a	Ограничен в измерениях больших значений R_a
Возможны повреждения поверхности при измерениях рабочим органом	Нет воздействия приводящего к разрушению контролируемой поверхности
Пригоден для измерения любых поверхностей	Преимущественно для отражающих поверхностей

При щуповом методе измерений острое иглы, скользя по поверхности, снашивается и тупится, при этом оно минует все углубления, размеры которых меньше диаметра щупа и расширяющиеся в глубину. Впадины, направленные не под прямым углом к поверхности (вследствие наклона выступов), также не контролируются или контролируются в искаженном виде.

Кроме того, при сканировании возможны отскоки иглы и пластические деформации в зоне контакта. Все это приводит к большим погрешностям при измерениях и к уменьшению достоверности получаемой информации. Большая инерционность сканирующих устройств приборов, реализующих щуповой метод измерений, ведет к

уменьшению быстродействия и к увеличению динамической погрешности измерения. Чем меньше значение R_a измеряемой поверхности, тем менее достоверна информация о реальном профиле, получаемая с помощью шупового прибора.

При измерениях оптическим методом рабочим органом, сканирующим поверхность, служит луч света. Луч света безынерционен и не оказывает влияния на контролируемую поверхность. Используя модуляцию света, можно эффективней выделять полезный сигнал на фоне шумов. Оптические методы контроля позволяют намного точнее, чем шуповые методы, контролировать профиль поверхности с малыми значениями R_a . Использование лазера позволяет реализовать методы измерения параметров шероховатости, оценивающих шероховатость по профилю. Основные преимущества этих методов — возможность получать информацию о спектральном составе неровностей измеряемой поверхности и воспроизводить бесконтактным путем форму микрогеометрии поверхности. Реализация этих методов связана с получением минимальной площадки оптического контакта, разработкой сканирующего устройства для относительного перемещения излучения лазера и контролируемой поверхности и созданием аппаратуры для преобразования и обработки электрического сигнала фотоприемника.

Необходимость фокусировки излучения лазера вызывается стремлением получения информации от возможно меньшего участка контролируемой поверхности. Для идеального объектива с фокусным расстоянием F и лазерного излучения с углом расходимости α минимальный диаметр сфокусированного пятна составляет $D_{\min} = 2Fa$.

Из-за абберации реальных объективов минимальный диаметр пятна оптического контакта, определенный при прямом измерении, составляет около 10 мкм. Применение телескопических линз позволяет уменьшить диаметр пятна на 5—6 мкм.

Сканирующее устройство должно удовлетворять следующим требованиям:

- перемещать сфокусированное излучение лазера вдоль измеряемой поверхности с постоянной скоростью;

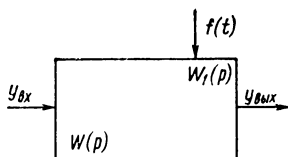
- сохранять оптическую ось объектива нормальной к измеряемой поверхности.

Аппаратура для преобразования и обработки излучения лазера электрических сигналов должна обеспечивать без искажений получение электрического сигнала, пропорционального форме микрогеометрии поверхности и обработку этого сигнала с целью определения требуемых параметров шероховатости.

2. ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПРОФИЛЯ ПОВЕРХНОСТИ КАК ОДИН ИЗ ВИДОВ ДИНАМИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

Динамическими принято считать такие измерения, при которых на вход измерительного прибора подается переменная во времени физическая величина. Прибор воспроизводит эту величину с некоторым запаздыванием, определяемым инерционностью прибора и другими факторами. Таким образом, при измерениях быстро меняющихся во времени физических величин прибор не всегда в состоянии реагировать на изменения этих величин, при этом возникают динамические погрешности. Естественно, что сама шероховатость поверх-

Рис. 93. Блок-схема прибора с учетом динамических погрешностей



ности в момент измерения есть величина неизменная, хотя сигнал, который возникает на выходе прибора в момент скольжения рабочего органа по профилю поверхности, функционально зависит от геометрии самого профиля и от скорости сканирования. Передвигаясь по поверхности, сканирующее устройство совершает колебания в такт с микрогеометрией профиля, осуществляя преобразование рельефа в сигнал определенной частоты и амплитуды. Очевидно, что измерения параметров шероховатости поверхности при помощи средств, в которых реализованы щуповые и оптические методы, являются по существу динамическими измерениями. При этом инерционным и демпфирующим звеньям как и всем приборам, работающим в динамическом режиме, измерения свойственны погрешности: собственно-динамические и вынужденно-динамические.

С учетом динамических погрешностей прибор, в котором реализованы щуповые и оптические методы измерения, показан на рис. 93.

Функция преобразования прибора имеет следующий вид:

$$y_{\text{вых}} = W(p) y_{\text{вх}} + W_1(p) f(t),$$

где $W(p)$ и $W_1(p)$ — передаточные функции по полезному сигналу и помехе; $f(t)$ — помеха или вредные динамические возмущения. Для уменьшения динамической погрешности прибора необходимо выполнить два условия:

малости собственных динамических погрешностей;

$$\lim_{p \rightarrow 0} W(p) = W(0) = 1;$$

малости вынужденных динамических погрешностей:

$$W_1(p) \rightarrow 0.$$

Для определения динамических погрешностей средств щуповых и оптических методов измерения необходимо знать основные динамические характеристики прибора. В качестве таких характеристик используют:

дифференциальные уравнения, которые связывают выходную величину прибора $y_{\text{вых}}$ с входной измеряемой величиной $y_{\text{вх}}$ и с помехами;

передаточную функцию $W(p)$;

переходную функцию $h(t)$, которая является реакцией прибора на одиночное входное ступенчатое воздействие;

импульсную переходную функцию $\sigma(t)$, которая является реакцией прибора на единичный импульс $\delta(t)$ и производной от $h(t)$,

т. е.
$$\sigma(t) = \frac{dh(t)}{dt}.$$

3. МЕТОДЫ И СРЕДСТВА КОНТРОЛЯ ПРОФИЛЯ ПОВЕРХНОСТИ, ОСНОВАННЫЕ НА ИСПОЛЬЗОВАНИИ ЛАЗЕРА

К бесконтактным методам контроля профиля поверхности, основанным на использовании лазера, можно отнести следующие: триангуляционный, точной фокусировки, голографический, дифракционный, доплеровский, последовательного преобразования фазы.

Использование триангуляционного метода основано на геометрии отражения лазерного луча от поверхности [61—62]. Луч лазера 1 (рис. 94), пройдя через дефлектор 2, направляется на измеряемую поверхность 4 и, отразившись от нее, попадает на фотоприемник 5. Если поверхность займет положение 3, излучение лазера попадает на фотоприемник 5 только после отклонения луча лазера на угол α . Временное положение импульса тока фотоприемника (при сканировании луча дефлекторов 2) относительно опорного импульса пропорционально изменению положения поверхности на расстояние S . Возможна модификация данного метода. При этом

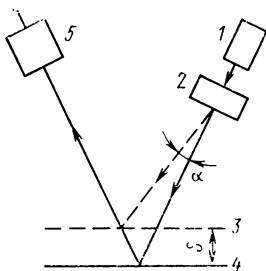


Рис. 94. Триангуляционный метод измерения

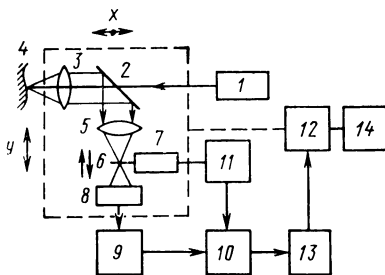


Рис. 95. Контроль профиля поверхности методом точной фокусировки

угол падения остается постоянным, а переменным является угол наблюдения. Излучение воспринимается фотоприемником, чувствительным к положению луча, например фотодиодной матрицей или передающей телевизионной трубкой. Такой метод применяют для контроля микронеровностей поверхности [37]. Однако точность измерений триангуляционным методом невысока и зависит от качества контролируемой поверхности.

Схема точной регистрации фокусировки [48, 55] излучения на контролируемой поверхности показана на рис. 95. Луч лазера 1 проходит через полупрозрачное зеркало 2 и объективом 3 фокусируется в маленькое пятно на поверхности контролируемой детали 4. При этом луч лазера служит оптическим щупом, обеспечивая постоянство расстояния между измерительной системой и деталью. Рассеиваемое поверхностью излучение собирается тем же объективом 3 и отражается полупрозрачным зеркалом 2. Изображение пятна на поверхности детали проектируется объективом 5 в плоскость точечной диафрагмы 6. При помощи вибратора 7 диафрагма

приводится в колебательное движение вдоль оптической оси и в фокусе объектива 5. Диаметр диафрагмы выбирают такой же величины, как и диаметр пятна на поверхности изделия. Модулированный этой диафрагмой луч попадает на фотоприемник 8. Сигнал фотоприемника усиливается усилителем 9 и детектируется синхронным детектором 10; опорный сигнал подается от генератора 11 питания вибратора. Если вибрация плоскости точечной диафрагмы 6 симметрична относительно изображения точки, выходной сигнал фотоприемника содержит только высшие гармоники, а выходной сигнал синхронного детектора равен нулю. При смещении поверхности образца симметрия нарушается, и на выходе синхронного детектора появляется сигнал, знак и амплитуда которого несут информацию о смещении поверхности от фокуса. Оптическая система передвигается серводвигателем 12 по оси x до тех пор, пока напряжение на выходе синхронного детектора не станет равным нулю. С потенциометра 14, соединенного с серводвигателем, снимается напряжение, пропорциональное смещению оптической системы x . Порог чувствительности при определении рельефа поверхности зависит от качества и фокусных расстояний объективов, угла падения луча на поверхность и качества поверхности. В зависимости от этих обстоятельств порог чувствительности колеблется от единиц до десятков микрон. Наряду с такими достоинствами, как высокая чувствительность и разрешающая способность, малая площадка взаимодействия с деталью, возможность автоматизации процесса, системы точной фокусировки имеют и недостатки. Основными недостатками этих систем являются зависимость выходного сигнала от качества и формы поверхности (особенно в динамических режимах работы), сложность контроля полированных поверхностей и необходимость механического перемещения детали при измерениях. Интерференционные методы контроля известны давно. Их применяют в основном для контроля оптических деталей. В последнее время удалось существенно расширить возможности традиционных интер-

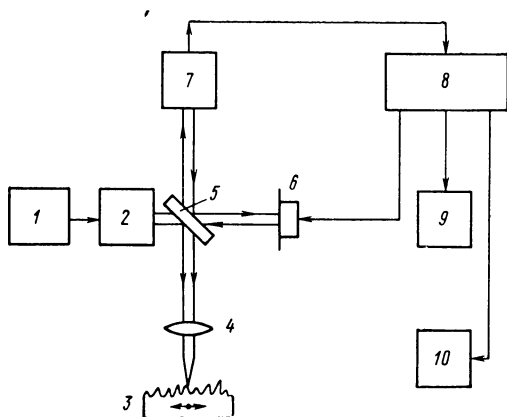


Рис. 96. Одночастотный лазерный профилограф с модуляцией в опорном плече

ференционных методов [44, 46]. Такие методы могут сочетать в себе точность и чувствительность оптических методов измерений (до единиц ангстрем), пространственное разрешение шуповых методов при высокой скорости и практически неограниченной трассе записи.

На рис. 96 приведена схема лазерного профилографа, выполненного на базе интерферометра Майкельсона [29, 45]. Излучение источника 1 (лазера) коллимируется объективом 2 и направляется на светоделительную пластину 5. Отраженная часть излучения, пройдя через фокусирующую систему 4, снова отражается исследуемой поверхностью 3 и вместе с опорным поступает на фотоприемник 7. В результате интерференции максимум освещенности будет наблюдаться в случае, когда разность оптических путей в обеих плечах составит целое число полуволин. Выходной сигнал фотоприемника поступает в электронную систему обработки информации 8, которая имеет выход на самописец 9 и цифropечатающую машинку 10.

Сущность обработки выходного сигнала фотоприемника заключается в следующем. Переменная составляющая выходного сигнала фотоприемника определяется оптической разностью хода опорного и измерительного плеч интерферометра или разностью фаз опорного φ_0 и измерительного φ_c излучений. При модуляции опорного плеча интерферометра по линейно-периодическому закону, которое осуществляется с помощью пьезокерамики 6,

$$\varphi(t) = \varphi_1 + (2\pi/\lambda) Sft = \varphi_1 + \alpha t,$$

где f — частота модуляции; S — амплитуда колебания (рис. 97, а).

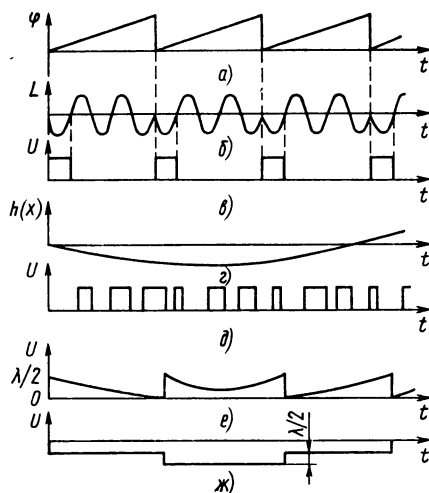


Рис. 97. Диаграммы работы лазерного профилографа с модуляцией в опорном плече

Измерительная система профилографа выполнена так, что в каждом периоде модуляции измеряется длительность временного интервала, передний фронт которого привязывается к началу периода модуляции, а задний — к первому нулю интерференционного сигнала (рис. 97, б). При этом длительность временного интервала

$$\tau = \frac{1}{\alpha} \left[\frac{\lambda}{2} - \frac{1}{4\pi} \varphi_c(t) \right]$$

оказывается зависящей линейно от изменения фазы сигнала φ_c . В стационарном состоянии (при неподвижном объекте) и отсутствии дестабилизирующих факторов длительность временного интервала не меняется (рис. 97, в).

Пусть теперь исследуемая поверхность движется в плоскости, перпендикулярной падающему лучу, с такой скоростью, что за время, равное периоду модуляции T , изменение высоты профиля $\Delta h \leq \leq \lambda/8$. Поскольку фаза луча в измерительном плече отслеживает изменение профиля поверхности $h(x)$ (рис. 97, г): $\varphi_c = (4\pi/\lambda)h(x)$, то к каждому последующему периоду модуляции будет набегать дополнительная разность фаз $\Delta\varphi = (4\pi/\lambda)\Delta h$, что приведет к соответствующему изменению длительности временного интервала

$$\Delta t_n = \frac{\lambda}{4\pi\alpha} \Delta h \quad (\text{рис. 97, д}).$$

Таким образом, изменение длительности временного интервала оказывается линейно связанным с геометрией профиля исследуемой поверхности. Несмотря на то, что линейность зависимости Δt_n сохраняется лишь для перепада высот $0 < \Delta h \leq \lambda/2$, этого оказывается достаточно для получения полной информации о профиле: внутри перепада имеется линейная связь глубины профиля $h(x)$ с величиной Δt_n , за пределами же перепада происходит квантование $h(x)$ на интервалах с дискретностью $\lambda/2$, внутри которого сохраняется линейность преобразования (рис. 97, е) и знак отклонения профиля от начального значения h_0 .

Итак, измерение приращения длительности временного интервала и регистрация числа скачков с учетом знака позволяет вести одновременный счет как целых интерференционных полос, так и их дробных долей. Эти операции осуществляются соответственно в реверсивном и обычном счетчиках. Оба счетчика имеют выход на цифроаналоговый преобразователь (ЦАП), так что получаемый аналоговый сигнал U отражает профиль исследуемой поверхности и может быть зафиксирован на самописце. Отметим, что, подключая ЦАП к выходу той или иной декады счетчиков, можно менять диапазон выходных величин: $0 - \lambda/2$; $0 - 10\lambda/2$ и т. д. При этом на всех диапазонах измерения сохраняется абсолютный характер калибровки, поскольку при отключении от ЦАП младших декад счетчика запись профиля имеет вид ступенек (рис. 97, ж), величина которых соответствует единице используемого старшего разряда, т. е. $\lambda/2$; $10 \cdot \lambda/2$ и т. д.

Таким образом, получаемые профилограммы калибруются в длинах волн $10^p \lambda/2$ ($p=1, 2, 3$) при любом масштабе измеряемых величин. Важно отметить, что вследствие формирования временного интервала по нулевым значениям опорного сигнала фотоприемника на результат измерения не оказывают существенного влияния колебания амплитуды интерференционной картины, вызванные, например, изменением коэффициента отражения исследуемой поверхности.

Недостатками интерференционных методов являются возможность контроля в основном полированных поверхностей правильной формы (плоскостей, сферических [12] и параболических поверхностей [24] и т. д.) и сложность автоматизации процесса измерения. Это объясняется тем, что для шероховатых поверхностей поле рассеянного излучения имеет лепестковый характер и в плоскости фотоприемника дает характерную пятнистую структуру, обусловленную интерференцией составляющих излучений, рассеянных на отдельных микронеровностях. При движении исследуемой поверхности имеет место эффект «кипения» пятен, что приводит к шумовой модуляции интерференционной картины. При фазовом методе обработки информации сама по себе амплитудная модуляция не вносит сколько-нибудь заметной погрешности в результат измерений. Однако при увеличении степени шероховатости глубина модуляции растет, что приводит к исчезновению интерференционной картины. Естественно, что в этом случае погрешность измерения будет значительной.

Таким образом, измерение профиля возможно для поверхностей, обладающих достаточной зеркальной компонентой. Заметная зеркальная компонента наблюдается при $h < 0,2\lambda$ (где h — глубина микронеровности) [58].

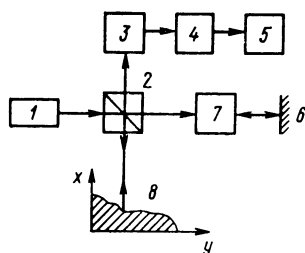


Рис. 98. Лазерный профилограф с электрооптическим преобразованием частоты.

Значительное влияние на точность измерения лазерных профилографов оказывают микронеровности размерами в пределах освещающего пятна и изменение окружающей температуры, которые приводят к флуктуациям фазы выходного сигнала фотоприемника.

При использовании голографического метода записывается голограмма эталонной поверхности, а затем она устанавливается так, чтобы восстановленное изображение точно накладывалось на объект. Вид получаемой при этом интерференционной картины определяется разностью профиля эталонной и исследуемой поверхности [32].

При контроле диффузно отражающих объектов эталонная и исследуемая поверхности имеют разную микроструктуру, что снижает контрастность интерференционной картины. В этом случае осуществить контроль можно только при косом освещении [31].

Дифракционный метод основан на использовании явления дифракции световых лучей на щели [60]. Щель образуется эталонным и контролируемым профилями. При освещении щели коллимированным лучом лазера на экране образуется система интерференционных полос. По расстоянию между полосами и их форме можно определить отличие профиля контролируемой детали от эталонного профиля. При визуальной оценке картины полос на экране разрешение составляет около 0,5 мкм. При применении фотоэлектрического метода регистрации разрешение может быть на порядок выше. Этот метод может быть применен для контроля профиля кромок деталей и образующих цилиндрических деталей.

Для контроля профиля поверхности могут быть успешно применены приборы, основанные на использовании эффекта Допплера. Рассмотрим принцип работы таких приборов на примере схемы, приведенной на рис. 98. Отраженное от исследуемой поверхности 8 излучение лазера 1 приобретает доплеровский сдвиг частоты (2 — светоделительный кубик)

$$\omega_D(x) = \frac{2\omega}{C} V_0 \frac{dy}{dx}, \quad (113)$$

где $V = V_0 \frac{dy}{dx}$ — скорость изменения высоты профиля этой поверхности при условии перемещения ее перпендикулярно к лазерному излучению. Если передвигать исследуемую поверхность по оси x с постоянной скоростью V_0 , то координату профиля y можно определить по формуле

$$y = \frac{C}{2V_0\omega} \int_0^x \omega_D(x) dx.$$

С фотоприемника 3 сигнал поступает на частотный детектор 4, преобразующий изменение частоты ω в электрический сигнал пропорциональный профилю поверхности; на выходе интегрирующего усилителя 5, электрический сигнал пропорционален y . Для того чтобы учесть знак изменения профиля, применяют устройство сдвига частоты 7 излучения ОКГ (6 — отражающая поверхность). Особенность таких приборов — наличие на выходе фотоприемника частотно-модулированного сигнала с частотой, отличной от нуля, что позволяет получить электрический сигнал, пропорциональный истинной кривой профиля поверхности.

Лазерный профилограф с устройством сдвига частоты излучения, работа которого основана на изменении оптической длины измерительного плеча интерферометра с постоянной скоростью, работает следующим образом (рис. 99) [2]. Выходное излучение лазера 5 после прохождения телескопической системы 4 направляется на сканирующее устройство, перемещающее сфокусированное излучение лазера вдоль измеряемой поверхности с постоянной скоростью V_0 . Сканирующее устройство состоит из кубика с отражающей поверхностью 3 и микрообъектива 2, позволяющего сфокусировать лазерный пучок до 6—8 мкм на поверхности 1. Отраженное от по-

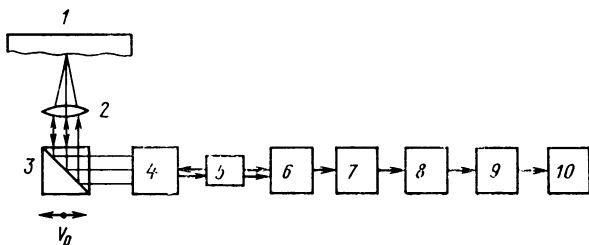


Рис. 99. Лазерный профилограф

верхности излучение лазера приобретает доплеровский сдвиг частоты. При взаимодействии лазерного излучения с профилем некоторой поверхности имеет место фазовая модуляция несущей, частота которой определяется скоростью перемещения сканирующего устройства $f = 2v_0/\lambda$.

Отраженное от исследуемой поверхности излучения лазера после вторичного прохождения через сканирующее устройство и резонатор лазера 5 принимается фотоприемником 6, выходной ток которого описывается выражением

$$i_{\Phi} = \beta \cos \left(\frac{2\pi\delta_0}{\lambda} + \frac{4\pi V_0}{\lambda} t + \frac{4\pi V_0}{\lambda} \frac{dy}{dx} t \right).$$

С выхода фотоприемника 6 электрический сигнал после прохождения через амплитудный ограничитель 7 и узкополосный усилитель 8 поступает на частотный детектор 9.

При измерении регулярного синусоидального профиля выходной электрический сигнал ограничителя 7 определится как

$$i = \beta_1 \cos \left(2\pi f t + \frac{f_D}{f_M} \cos 2\pi f_M t \right), \quad (114)$$

где f_M — модулирующая частота, определяемая как параметрами синусоидального профиля, так и скоростью сканирования.

Ширина полосы пропускания узкополосного усилителя 8 в этом случае определяется шириной спектра электрического сигнала (114), ограниченного спектральными составляющими с порядковыми номерами, меньшими $(f_D/f_M) + 1$,

$$\begin{aligned} i = & \beta_1 J_0(f_D/f_M) t \cos 2\pi f t - \beta_1 J_1(f_D/f_M) [\sin 2\pi (f + f_M) t - \\ & - \sin 2\pi (f - f_M) t] - \beta_1 \sum_{k=1}^{\infty} J_{2k}(f_D/f_M) [\cos 2\pi (f + 2kf_M) t + \\ & + \cos 2\pi (f - 2kf_M) t] - \beta_1 \sum_{m=2}^{\infty} J_{2m-1}(f_D/f_M) \{ \sin 2\pi [f + (2m-1)f_M] t - \\ & - \sin 2\pi [f - (2m-1)f_M] t \} \end{aligned}$$

и равна $f \pm f_D$.

Выходной сигнал частотного детектора, пропорциональный мгновенным значениям вертикальной составляющей скорости движения поверхности, подается на интегрирующий усилитель 10, формирующий напряжение, пропорциональное мгновенному значению высот неровностей поверхности. Основные недостатки прибора: ограничение по форме исследуемой поверхности (максимальный угол наклона неровности поверхности к падающему лучу должен быть меньше $\pi/4$); неравномерность скорости движения сканирующего устройства.

Схема двухчастотного лазерного профилографа с электрооптическим устройством преобразования частоты показана на рис. 100.

Луч лазера 1 направляется в устройство сдвига частоты, состоящее из анализаторов 2, 6, четвертьволновых пластинок 3, 5 и кристалла ниобата лития 4, помещенного во вращающееся электрическое поле, создаваемое генератором 11. Сдвинутое по частоте

на Ω излучение лазера сканируется по поверхности изделия 9 при помощи дефлектора 7, питаемого генератором развертки 10. Объектив 8 служит для преобразования углового перемещения луча в поступательное в направлении, перпендикулярном оптической оси и фокусировки излучения на исследуемую поверхность. Часть излуче-

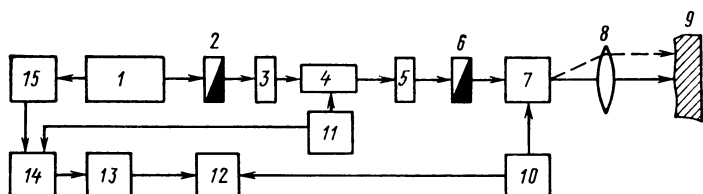


Рис. 100. Двухчастотный лазерный профилограф с электрооптическим преобразованием частоты

ния, отраженного от поверхности 9, возвращается через устройство сдвига частоты в резонатор лазера. В результате на выходе фотоприемника 15 выделяется напряжение с частотой $2\Omega \pm \omega_d$. Выходной электрический сигнал фотоприемника 15 подается на частотный детектор 14. Сигнал, пропорциональный частоте $\pm \omega_d$, после интегрирования интегратором 13 становится пропорциональным координате профиля поверхности. Для того чтобы уход частоты генератора 11 не вносил дополнительной погрешности в результат измерения, частотный детектор состоит из двух каналов, на один из которых подается напряжение от генератора 11, а на другой — сигнал фотоприемника. На осциллографе 12 можно наблюдать картину профиля детали в направлении сканирования. Если ввести двухкоординатное сканирование, можно будет наблюдать форму всей поверхности. При этом необходимо, чтобы диаметр сфокусированного пятна на поверхности детали был бы меньше, чем размеры измеряемых неровностей. Диаметр пятна на поверхности определяют по формуле

$$D = F2\alpha, \quad (115)$$

где D — диаметр пятна; F — фокусное расстояние объектива; α — угол расходимости луча.

В некоторых случаях, например при контроле плоскостности, диаметр пятна поверхности детали не имеет решающего значения.

Скорость сканирования v_c должна быть такой, чтобы за время одного прохода деталь не успела переместиться (от вибрации, теплового расширения и т. д.) на $0,1 \lambda$.

Частоту сдвига выбирают из условия $\Omega > \omega_{d \max}$, где Ω — частота сдвига.

Максимальная доплеровская частота $\omega_{d \max}$ зависит от скорости сканирования и максимального наклона поверхности к падающему лучу и может быть рассчитана по формуле

$$\omega_{d \max} = \frac{2v_{\text{скан}}}{c} \varphi',$$

где φ' — угол наклона поверхности к падающему лучу.

К достоинствам лазерных приборов можно отнести высокую чувствительность и разрешающую способность (до 0,1 мкм), высокую скорость контроля, возможность автоматического безэталонного контроля без ограничений по форме поверхности.

Метод последовательного преобразования фазы заключается в следующем. Излучение лазера расщепляется на две части 1, 2 (рис. 101), которые фокусируются объективом 3 на исследуемую поверхность 4. Отраженные составляющие излучения снова собираются объективом и после фотоэлектронной обработки преобразуются в сигнал, пропорциональный разности длин оптических путей первого и второго луча. Электрический сигнал получается в результате преобразования разности оптических путей в разность фаз.

Фаза первого луча

$$\varphi_1 = 4\pi L/\lambda,$$

где L — расстояние от объектива до поверхности; λ — длина волны излучения лазера.

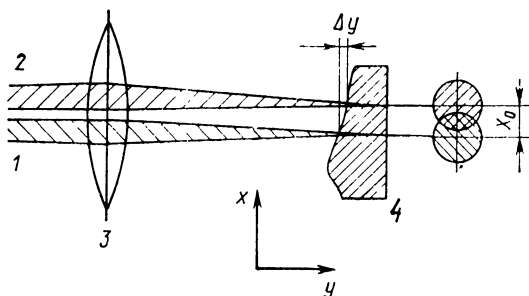


Рис. 101. Фокусировка пятен на поверхности

Фаза второго луча

$$\varphi_2 = \frac{4\pi(L + \Delta y)}{\lambda}.$$

При движении исследуемой поверхности по координате x (или лучей относительно поверхности) при постоянстве расстояния x_0

$$\varphi = \frac{4\pi x_0}{\lambda} \frac{dy}{dx}.$$

После интегрирования имеем

$$y = \frac{4\pi x_0}{\lambda} \int \varphi(x) dx,$$

где x_0 — расстояние между центрами пятен.

Излучения на поверхности фокусируются в пятна конечного размера, величина которых зависит от расходимости излучения ла-

зера и фокусного расстояния объектива. Выбор фокусного расстояния объектива зависит от необходимой разрешающей способности по координатам x и y . В общем случае пятна могут перекрываться между собой, как показано на рис. 101.

Уменьшение размеров пятна увеличивает способность устройства различать фазовые детали по координате x , однако при выборе объектива нужно, чтобы величина изменения по координате y не была больше глубины резкости объектива. При контроле микронеровностей поверхности для получения максимальной разрешающей способности по обеим координатам необходимо выбирать минимально возможным фокусное расстояние объектива и расстояние между центрами пятен x_0 . При контроле макронеровностей, например отклонения от плоскостности, можно увеличить фокусное расстояние и x_0 при той же разрешающей способности. Работоспособность системы сохраняется и при превышении глубины резкости объектива, однако при этом увеличивается размер пятна, а следовательно, и разрешающая способность по координате x . Если пятно распределяется по нескольким микронеровностям, то информация о кривизне детали считается как среднее по измеряемой площади.

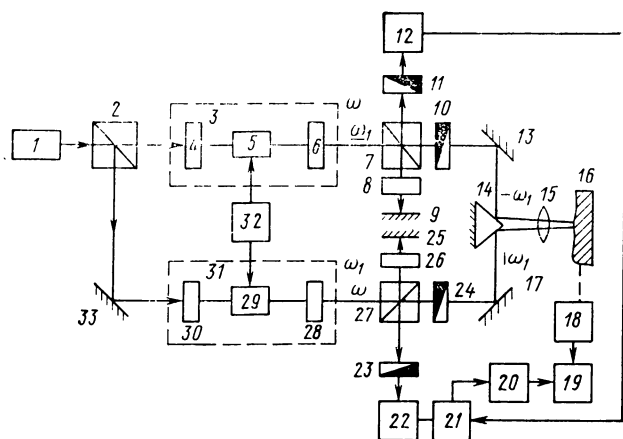


Рис. 102. Лазерный профилограф с поляризационным разделением отраженных от контролируемой поверхности составляющих излучения

На рис. 102 показан лазерный профилограф с поляризационным разделением отраженных от контролируемой поверхности лучей. Излучение лазера делится разделяющей поверхностью призмы-кубика 2 на две части. Одна из них поступает в устройство сдвига частоты 3, другая — в устройство сдвига частоты 31. Они состоят из четвертьволновых пластинок 4, 6 и 28, 30 и кристаллов ниобата лития 5, 29, помещенных во вращающееся электрическое поле, создаваемое генератором 32.

На выходе четвертьволновой пластинки 6 излучение будет состоять из двух плоскополяризованных компонент вертикальной с частотой ω и горизонтальной с частотой $\omega_1 = \omega + \Omega$ (где Ω — частота

та генератора 32). На выходе устройства сдвига частоты 31 четвертьволновая пластинка 28 сдвинута по сравнению с пластинкой 6 на 90° , и компоненты будут ортогональны компонентам на выходе устройства сдвига 3, т. е. вертикально поляризованная компонента будет иметь частоту ω_1 , а горизонтальная — ω . После устройств сдвига частоты составляющие излучения поступают на разделительные поверхности призм-кубиков 7, 27 и поляризаторы 10, 24, выделяющие компоненты с частотой, имеющие ортогональную поляризацию. При помощи системы зеркал 13, 14, 17 составляющие излучения направляются через объектив 15 на исследуемую поверхность 16. Отраженные ортогонально поляризованные составляющие излучения возвращаются к призмам-кубикам 7, 27 и направляются на фотоприемники 12, 22 через анализаторы 11, 23.

Опорные излучения формируются зеркалами 9, 25 и четвертьволновыми пластинками 8, 26. Измерительные и опорные составляющие излучения можно записать в виде

$$e_{\text{изм}}(t) = E_{\text{изм}} \exp \{ -j(\omega_1 t + \varphi_1) \};$$

$$e_{\text{оп}}(t) = E_{\text{оп}} \exp \{ -j(\omega t + \varphi_0) \},$$

где $E_{\text{изм}}$ — амплитуда измерительной составляющей излучения; $E_{\text{оп}}$ — амплитуда опорной составляющей излучения; ω — частота излучения лазера; $\omega_1 = \omega + \Omega$; Ω — частота вращающегося электрического поля; $\varphi_1 = \frac{4\pi L}{\lambda}$ — фаза сигнального излучения; φ_0 — фаза опорной составляющей излучения.

Выходной ток фотоприемника

$$i_{\Phi} = \beta [I_c(t) + I_{\text{оп}}(t)]^2,$$

где β — коэффициент преобразования фотоприемника.

Переменная составляющая тока фотоприемника

$$\begin{aligned} i_{\Phi} &= 2\beta E_c E_{\text{оп}} \cos \left[(\omega - \omega_1) t + \frac{2\pi L}{\lambda} + \varphi_0 \right] = \\ &= 2\beta E_c E_{\text{оп}} \cos \left(\Omega t + \frac{4\omega L}{\lambda} + \varphi_0 \right). \end{aligned}$$

С выходов фотоприемников электрические сигналы поступают на фазометр 21, интегрирующий усилитель 20 и самописец 19. Перемещение исследуемой детали осуществляется механизмом подачи 18.

Таким образом, в приборе осуществляется разделение составляющих излучения по их поляризации и перенос информации о фазе из оптического диапазона в электрический. Факторы, влияющие на интенсивность отраженного излучения (поглощение излучения поверхностью, рассеивание излучения поверхностью и т. д.), не влияют на разность фаз. Достоинство данной схемы в том, что перемещения и вибрации поверхности, параллельные лучу (по оси y), мало влияют на точность измерения, и поэтому сканирование поверхности можно осуществлять менее точными механическими и электромеханическими методами. Распознавание расщепленных лучей можно производить не только по поляризации. Так, в работе [59] применен пространственный метод распознавания расщепленных лучей.

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики/Пер. с англ. М.: Мир, 1970. 719 с.
2. Боднер В. А., Застрогин Ю. Ф. Применение лазерного интерферометра с трехзеркальным резонатором в машиностроении. — В кн.: Межвузовский сборник научных трудов. М.: ВЗМИ, 1976, с. 3—14.
3. Бараш В. Я., Застрогин Ю. Ф. Применение продольного и поперечного эффектов в гетеродинных системах измерения параметров механических колебаний. — Измерительная техника, 1973, № 5, с. 42—46.
4. Бараш В. Я. Интерференционные методы градуировки виброизмерительной аппаратуры. — Измерительная техника, 1966, № 11, с. 7—11.
5. Бараш В. Я. Установка для определения амплитудной и фазочастотной характеристик виброизмерительной аппаратуры интерференционным методом. — Измерительная техника, 1967, № 4, с. 20—24.
6. Бараш В. Я., Застрогин Ю. Ф. Определение фазочастотных характеристик измерительной аппаратуры методами оптической интерферометрии. — Метрология, 1976, № 1, с. 59—67.
7. Боднер В. А., Застрогин Ю. Ф. Исследование оптических гетеродинных систем измерения параметров механических колебаний. — Измерительная техника, 1976, № 1, с. 59—63.
8. Боднер В. А., Застрогин Ю. Ф., Королев А. М. Оптоэлектронный метод измерения амплитуд малых перемещений. — В кн.: Применение оптико-электронных приборов в контрольно-измерительной технике. Материалы семинара. М.: МДНТП, 1976, с. 102—107.
9. Голутва Г. В., Рязанцев А. И. Селекция типов колебаний и стабилизация частоты оптических квантовых генераторов. М.: Связь, 1972. 71 с.
10. Гречинский Д. А., Максименко Е. А., Рыгалин В. Г. Измерение параметров вибраций оптическими методами с использованием позиционно-чувствительных фотоприемников. — Измерительная техника, 1973, № 8, с. 40—41.
11. Дьяконов М. И., Фрибрихов С. А. Газовый лазер в магнитном поле. — УФН. 1966, Том 90, вып. 4, с. 565—609.
12. Духопел И. И., Федина Л. Г. Интерференционные методы и приборы для контроля правильности формы сферических поверхностей. — ОМП, 1973, № 8, с. 50—58.

13. **Застрогин Ю. Ф.** Оптические преобразователи одночастотного когерентного излучения в двухчастотное, основанные на внешней электрооптической модуляции. — Измерительная техника, 1974, № 3, с. 31—34.
14. **Застрогин Ю. Ф., Белевитнев В. Р.** Анализ работы поляризационных преобразователей одночастотного когерентного излучения в двухчастотное. — Измерительная техника, 1978, № 12, с. 25—30.
15. **Застрогин Ю. Ф., Успенский Ю. П.** Вопросы аттестации вибраторов методами оптической интерферометрии. — Метрология, 1974, № 2, с. 26—34.
16. **Застрогин Ю. Ф.** Измерение параметров механических колебаний методами оптической интерферометрии. — Измерительная техника, 1972, № 9, с. 65—67.
17. **Застрогин Ю. Ф.** Оптический гетеродинный метод измерения амплитуд механических колебаний, основанный на применении узкополосного фильтра. — Измерительная техника, 1973, № 6, с. 90—91.
18. **Застрогин Ю. Ф., Рязанцев А. И.** Измерение колебаний с использованием двухчастотной генерации источника излучения. — В кн.: Виброметрия. М.: МДНТП, 1973, с. 136—139.
19. **Застрогин Ю. Ф., Королев А. М.** Измерение параметров механических колебаний произвольной формы интерферометром с устройством калибровки пиковых значений амплитуд. — Метрология, 1977, № 9, с. 37—51.
20. **Застрогин Ю. Ф., Белевитнев В. Р.** Двухчастотные поляризационные интерферометры. — Измерительная техника, 1979, № 12, с. 25—28.
21. **Зубаков В. Г., Манукян Ж. Б.** Настольный интерферометр для контроля плоскостей оптических деталей. — ОМП, 1973, № 4, с. 50—52.
22. **Застрогин Ю. Ф.** Бесконтактные методы измерения параметров механических колебаний, основанные на использовании эффекта Допплера. — Приборы и системы управления, 1975, № 3, с. 23—26.
23. **Иориш Ю. И.** Виброметрия. М.: Машгиз, 1963. 771 с.
24. **Инюшин А. И., Шифферс Л. А.** Интерференционный метод контроля вогнутых параболических поверхностей. — ОМП, 1966, № 7, с. 33—39.
25. **Коредалин В. Е., Рудашевский Г. Е., Тертышный.** Бесконтактный метод измерения вибраций элементов машин и механизмов при помощи ОКГ. — Измерительная техника, 1969, № 3, с. 100—101.
26. **Коронкевич В. П., Ленкова Г. Л.** Лазерный интерферометр для измерения длин. — Автометрия, 1971, № 1, с. 4—7.
27. **Коронкевич В. П.** Лазерные интерферометры на Международной выставке «Мезокора-70». — Измерительная техника, 1970, № 12, с. 68—70.
28. **Левитес Л. Ф., Телешевский В. И.** Гетеродинный лазерный интерферометр с акустооптической модуляцией. — ПТЭ, 1973, № 6, с. 139—140.
29. **Лазерный интерференционный профилограф/В. П. Тychинский, Н. Н. Евтихнев, Ю. А. Снежко и др.** — Квантовая электроника, 1977, т. 4, № 1, с. 69—75.

30. **Лазерный интерферометр для контроля скорости движения двух объектов**/В. Р. Белевитнев, В. А. Боднер, Ю. Ф. Застрогин, М. И. Перец. — Приборы и системы управления, 1976, № 9, с. 20—23.
31. **Лазерный интерферометр для измерения размеров масок при изготовлении интегральных схем.** — Электроника. Пер. с англ., 1969, № 8, с. 50—51.
32. **Лукин А. В., Мустафин К. С., Рафиков Р. А.** Контроль профиля асферических поверхностей с помощью одномерных искусственных голограмм. — ОМП, 1973, № 6, с. 67—67.
33. **Ларионов Н. П., Лукин А. В., Мустафин К. С.** Голографический контроль формы неполированных поверхностей. — ОМП, 1972, № 3, с. 35—37.
34. **Мустель Е. Р., Парыгин В. Н.** Методы модуляции и сканирования света. М.: Наука, 1970, 295 с.
35. **Росс М.** Лазерные приемники/Пер. с англ.; Под ред. А. В. Иевского. М.: Мир, 1969. 141 с.
36. **Розов Б. С., Шуренков А. А.** Некоторые методические погрешности аналоговых фотоэлектрических измерителей скорости. — Измерительная техника, 1979, № 5, с. 42—43.
37. **Приборы и системы для измерения вибрации шума и удара:** Справочник/Под ред. В. В. Клюева. М.: Машиностроение, 1978, с. 00.
38. **Страховский Г. М., Успенский А. В.** Основы квантовой электроники. М.: Высшая школа, 1973, 311 с.
39. **Тарасов Л. В.** Физические основы квантовой электроники. М.: Советское радио, 1976. 368 с.
40. **Телешевский В. И.** Применение акустооптических модуляторов в гетеродинных лазерных интерферометрах для измерения перемещений и вибраций. — В кн.: Применение оптико-электронных приборов в измерительной технике. М.: МДНТП, 1973, с. 3—6.
41. **Телешевский В. И.** Оптоэлектронные методы модуляции в фотоэлектрических системах измерения линейных и угловых величин. — Измерительная техника, 1973, № 3, с. 30—34.
42. **Тузов Г. И.** Выделение и обработка информации в доплеровских системах. М.: Советское радио, 1967, 256 с.
43. **Телешевский В. И.** Гетеродинные методы лазерной интерферометрии на основе акустической модуляции света. — Измерительная техника, 1975, № 1, с. 42—45.
44. **Тычинский В. П.** Применение лазерной интерферометрии для изучения колебательных явлений. — Акустический журнал, 1976, № 1, с. 32—36.
45. **Тычинский В. П., Захаров В. П., Снежко Ю. А.** Лазерный микронтерферометр. — Квантовая электроника, 1975, т. 2, № 6, с. 1142—1146.
46. **Устройство для реверсивного отсчета целой и дробной части полосы в интерферометрии**/В. П. Захаров, Ю. А. Снежко, В. П. Тычинский. — Приборы и техника эксперимента, 1976, № 6, с. 159—162.
47. **Хилтон Е., Кросс Д.** Применение лазера для улучшения качества изображения в установках копирования масок. — Электроника, 1967, № 16, с. 39—49.
48. **Харизоменов И. В., Птаменчук Ю. Л.** Фотоэлектрический прибор для автоматического измерения размеров во время обработки резанием. — Измерительная техника, 1972, № 1, с. 29—31.

49. **Цифровой** лазерный виброизмерительный прибор/В. Г. Витковский, Л. Д. Гик, В. Н. Зотолокн и др. — Автометрия, 1970, № 2, с. 67—72.
50. **Шестопалов Ю. И.** Методы счета и интерполяции интерференционных полос при измерении длин и углов. — Измерительная техника, 1972, № 2, с. 21—23.
51. **Шкаликов В. С., Коротков А. В., Шур В. А.** Интерферометр для измерения перемещений. Л.: ЛДНТП, 1973, 10 с.
52. **Шкаликов В. С., Бордиловский А. Ф.** Лазерные методы измерения вибраций. Л.: ЛДНТП, 1974, 31 с.
53. **Шкаликов В. С., Дашинимав Ж. Д.** Измерение параметров вибраций машин и механизмов. Улан-Удэ.: Бурятское книжное издательство, 1974 106 с.
54. **Шереметьев Л. Г.** Статическая теория лазерной связи. М.: Связь, 1971. 230 с.
55. **A new method of countour measurement by gas.** — IEEE Journal of Quantum Electronics v. QE-3 1967 N 11.
56. **Stevenson W. H.** Optical frequency shifting by means of rafating diffraction grating.
57. **Applied optics.** 1970. v. 9, N 3, pp. 649—652.
58. **Leger D., Mathicu E., Ferrin S. C.** — Applied Opties. 1975, v. 14, pp. 872—877.
59. **Rosenberger D.** Laser sensors for industry. — Alta freg 1972, v. 41, N 10, pp. 771—779.
60. **Caradot I.** Can—claude le laser en metrologie dimensionnelle.— ues regul. automat, 1973, v. 38, N 11, pp. 37—42.
61. **Foster I. V.** Nasa Ames Rescarch Center. A laser device for remove vibration measurement. — IEEE Transactions on aerospace and electronic systems 1967, v. AES-3 N 2, pp. 154—157

Предисловие	
ГЛАВА 1. Некоторые параметры движения, подлежащие контролю в машиностроении	5
1. Характеристики параметров механических колебаний и ударов	5
2. Характеристики параметров профиля поверхности	8
3. Особенности контроля перемещений и длин	12
ГЛАВА 2. Лазеры и преобразование оптических колебаний	14
1. Лазеры и их характеристики	14
2. Принципы построения преобразователей когерентного излучения и погрешности преобразования	21
3. Двухчастотные источники когерентного излучения с внешним электрооптическим преобразованием одночастотного когерентного излучения в двухчастотное и погрешности их работы	38
4. Некоторые особенности настройки двухчастотного источника когерентного излучения с внешним электрооптическим преобразованием и результаты экспериментальных исследований	51
ГЛАВА 3. Лазерные приборы контроля параметров механических колебаний	58
1. Методы и средства измерений параметров механических колебаний, основанные на использовании одночастотного источника когерентного излучения	58
2. Анализ погрешностей методов измерения параметров механических колебаний и результаты экспериментальных исследований	71
3. Методы и средства измерений параметров механических колебаний, основанные на использовании двухчастотных источников когерентного излучения и преобразователей одночастотного излучения в двухчастотное	78
4. Особенности электронной аппаратуры блока обработки выходного сигнала интерферометра и результаты экспериментальных исследований	95
5. Методы и средства измерений параметров механических	

ких колебаний с пространственным разделением и модуляцией излучения лазера	103
6. Лазерные измерительные приборы с поднесущей в СВЧ-диапазоне	106
7. Некоторые направления развития методов и средств изменения параметров механических колебаний, основанных на использовании лазеров	109
ГЛАВА 4. Лазерные приборы контроля линейных и угловых величин	129
1. Методы и средства контроля линейных и угловых величин, основанные на использовании одночастотных источников излучения	129
2. Методы и средства контроля линейных и угловых величин, основанные на использовании двухчастотных источников излучения и преобразователей одночастотного излучения в двухчастотное	134
3. Измерение угловых перемещений с помощью кольцевых лазерных интерферометров	142
ГЛАВА 5. Контроль параметров движения объектов, имеющих несколько степеней свободы	145
1. Одночастотные и двухчастотные лазерные интерферометры в системах контроля параметров движения объектов	145
2. Контроль неравномерности скорости движения объектов, имеющих несколько степеней свободы	151
ГЛАВА 6. Лазерные приборы бесконтактного контроля профиля поверхности	157
1. Особенности контроля профиля поверхности с использованием лазера	157
2. Измерение параметров профиля поверхности как один из видов динамических измерений	158
3. Методы и средства контроля профиля поверхности, основанные на использовании лазера	160
Список литературы	171

55 коп.



«МАШИНОСТРОЕНИЕ»