

УДК 53.082.54

Исследование влияния параметров интерферометра на выходной сигнал при разработке прецизионных кварцевых резонаторов

Investigation of the effect of interferometer parameters on the output signal in the development of precision quartz resonators

Кравец / Kravets E.

Елена Валентиновна
(helen-kravetz@yandex.ru)

кандидат технических наук.

ФГБОУ ВО «Санкт-Петербургский государственный университет телекоммуникаций им. проф. М.А. Бонч-Бруевича»,
доцент кафедры беспроводных технологий и систем.
г. Санкт-Петербург

Добросельский / Dobroselskii M.

Михаил Анатольевич
(ma_dobro@mail.ru)

кандидат технических наук, доцент.

ФГАОУ ВО «Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина)»,
доцент кафедры микроэлектроники и технологии радиоаппаратуры.
г. Санкт-Петербург

Ключевые слова: прецизионный кварцевый резонатор – precision quartz resonator; интерферометр – interferometer; гетеродинирование – heterodination; модель гауссова пучка – Gaussian beam model; выходной сигнал – the output signal; конфокальность – confocality; оптическая схема – optical scheme.

Рассматривается задача определения влияния параметров интерферометра на выходной сигнал в схеме оптического измерения параметров колебаний малой амплитуды. Показано, что использование модифицированной схемы интерферометра с гетеродинированием сигнала позволяет успешно применять данную схему в задачах вибродиагностики и измерения параметров колебаний малой амплитуды при разработке прецизионных кварцевых резонаторов.

The problem of determining the effect of interferometer parameters on the output signal in a circuit for optical measurement of low-amplitude oscillation parameters is considered. It is shown, that the use of a modified interferometer circuit with signal heterodination makes it possible to successfully apply this scheme in the tasks of vibration diagnostics and measurement of low-amplitude oscillation parameters in the development of precision quartz resonators.

Введение

Для создания опорной частоты при разработке синтезаторов сетки частот в телекоммуникационной аппаратуре чаще всего используются прецизионные кварцевые генераторы. При этом отсутствует строгая аналитическая модель, позволяющая проводить опти-

мизацию геометрических параметров кристаллов и элементов механического крепления на поверхности резонатора [1–3].

При возбуждении кварцевых резонаторов в пьезоэлементе возникают деформации сразу нескольких видов, которым соответствуют основные колебания и их гармоники. Кроме того, в пьезоэлементах образуется система стоячих волн с определенной частотой собственных колебаний. Таким образом, кроме основной частоты кварцевым резонаторам присущ определенный спектр резонансных частот нежелательных колебаний различной интенсивности. Интенсивность нежелательных колебаний вместе с тем определяется их связью с основными, которая проявляется наиболее сильно при определенных соотношениях размеров пьезоэлементов. В результате возможны срывы колебаний или перескок частоты в схеме генератора. Проблема обеспечения высокой моночастотности становится особенно актуальной для прецизионных резонаторов [2, 4–7].

Повышение требований, предъявляемых к кварцевым резонаторам, приводит к необходимости применения современных методов исследования их физических свойств. При изучении напряжений в кварцевом элементе, взаимодействии с элементами конструкции, взаимодействии основного вида колебаний и их гармоник с другими видами колебаний возникает необходимость получения наглядной картины распределения колебания по поверхности кварца. Поэтому получили развитие методы контроля динамического амплитудного распределения на поверхности кристалла [3, 4–8].

Для контроля и определения параметров колебаний, амплитуда которых составляет единицы и

доли ангстрем, наибольшее распространение получили оптические схемы, основанные на зондировании объекта лазерным излучением. При этом оптические виброметры позволяют производить измерения колебаний амплитудой до долей ангстрем (0,001 Е) в высокочастотном диапазоне, что делает их использование наиболее перспективным для поставленной задачи [3, 9–11].

При разработке лазерно-интерферометрических систем контроля наиболее важным вопросом является выбор оптимального метода обработки оптических и электрических сигналов, который позволяет восстановить истинную временную зависимость фазы сигнальной световой волны и получить данные о параметрах колебания поверхности резонатора.

Спектральный анализ выходных сигналов в задаче прецизионных измерений механических колебаний

Пространственное распределение амплитуды колебаний поверхности кварцевого резонатора может быть получено оптическим методом на основе использования интерферометра Майкельсона, схема которого приведена на рис. 1 [12].

Модель сигнала можно представить следующим образом:

$$s(t) = \cos\left(\frac{\omega}{c} \cdot A \cdot \sin(\Omega t + \varphi_0) + \frac{\omega}{c} \cdot (z_1 - z_2)\right) = \cos(m \cdot \sin(\Omega t + \varphi_0) + \varphi), \quad (1)$$

где z_1 и z_2 – оптический ход пучков: опорного и сигнального соответственно, A – амплитуда изменения разности хода пучков, Ω – частота колебания

исследуемого объекта, φ_0 – начальная фаза колебания исследуемого объекта, m – индекс фазовой модуляции, φ – начальная разность фаз, зависящая от разности оптического хода пучков.

Таким образом, колебание поверхности кварцевого резонатора 4, расположенного ортогонально лучу, приводит к возникновению фазовой модуляции выходного тока, получаемого на фотоприемнике 5.

Так как амплитуда колебаний в задаче прецизионных измерений является малой, то и индекс фазовой модуляции также становится мал ($m \ll 1$). Это позволяет упростить анализ выражения для спектра выходного сигнала интерферометра следующим образом:

$$S(t) = J_0(m) \cdot \cos \varphi - \sum_{l=1}^{\infty} 2J_{2l-1}(m) \cdot \sin \varphi \cdot \sin((2l-1) \cdot (\Omega t + \varphi_0)) + \sum_{k=1}^{\infty} 2J_{2k}(m) \cdot \cos \varphi \cdot \cos(2k(\Omega t + \varphi_0)) \approx \left(1 - \frac{m^2}{4}\right) \cdot \cos \varphi - m \cdot \left(1 - \frac{m^2}{8}\right) \cdot \sin \varphi \cdot \sin(\Omega t + \varphi_0) + m^2 \cdot \left(1 - \frac{m^2}{12}\right) \cdot \cos \varphi \cdot \cos(2\Omega t + \varphi_0), \quad (2)$$

где $J_j(x)$ – функция Бесселя j -го порядка 1-го рода.

Анализ выражения (2) показывает, что величина $\cos \varphi$ является множителем амплитуд гармоник. Таким образом, начальная разность фаз оптических пучков существенно влияет на спектр сигнала. При практическом использовании это будет вносить ошибку в результат измерения амплитуды колебаний кварцевого резонатора [13]. Поэтому для эффективной модуляции необходимо обеспечить требуемую разность хода опорного и сигнального пучков, что заметно усложняет схему контроля и измерения параметров, так как требует точной юстировки.

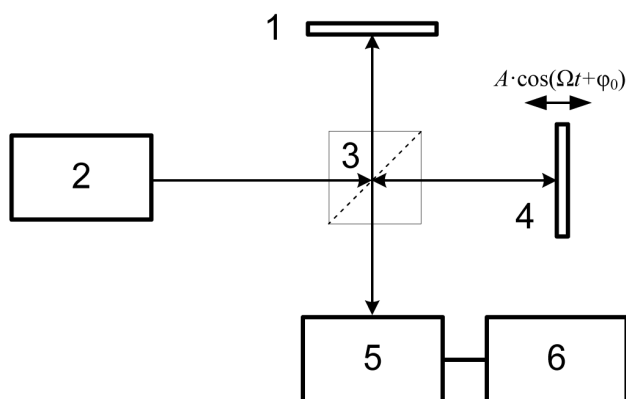


Рис. 1. Оптическая схема контроля на основе интерферометра Майкельсона: 1 – неподвижное опорное зеркало; 2 – лазер; 3 – светоделительное зеркало; 4 – кварцевый резонатор; 5 – фотоприемник; 6 – блок обработки

Чтобы обеспечить независимость результатов измерений от начальной разности фаз, обусловленной разностью оптического хода пучков в плечах интерферометра, в схему интерферометра вводят оптическое гетеродинарование. При этом спектр сигнала на выходе фотоприемника смещается на частоту гетеродина.

Модуляционная составляющая сигнала, получаемого на фотоприемнике, может быть представлена в виде:

$$s(t) = \cos(\omega_0 t + m \cdot \sin(\Omega t + \varphi_0) + \varphi). \quad (3)$$

Спектральные составляющие для сигнала, описываемого выражением (3):

$$S(t) = J_0(m) \cdot \cos(\omega_0 t + \varphi) + \sum_{k=1}^{\infty} 2J_{2k}(m) \cdot \cos((\omega_0 + 2k\Omega) \cdot t + \varphi) + \sum_{k=1}^{\infty} 2J_{2k}(m) \cdot \cos((\omega_0 - 2k\Omega) \cdot t + \varphi) + \sum_{l=1}^{\infty} 2J_{2l-1}(m) \cdot \cos((\omega_0 + (2l-1) \cdot \Omega) \cdot t + \varphi) - \sum_{l=1}^{\infty} 2J_{2l-1}(m) \cdot \cos((\omega_0 - (2l-1) \cdot \Omega) \cdot t + \varphi). \quad (4)$$

Сравнение аналогичных выражений для спектрального состава выходных сигналов интерферометра с гетеродинарованием (4) и без него (2) позволяет сделать следующий вывод: в отличие от подобных разложений для гомодинных схем начальная разность фаз пучков φ не влияет на амплитудные составляющие спектра выходного сигнала гетеродинной схемы.

При обработке фазомодулированных сигналов (4) могут применяться фазовые детекторы. В данном

случае следует учесть, что анализ производится для прецизионных схем, индекс фазовой модуляции выходных сигналов отвечает условию $m \ll 1$. В спектре выходного сигнала почти отсутствуют гармоники высоких порядков, и полезный сигнал можно считать монохроматическим. Если предварительно известен диапазон частот колебаний исследуемого объекта, то для обработки сигнала можно воспользоваться узкополосным перестраиваемым фильтром для выделения амплитуд несущей и первой гармоники спектра сигнала с последующим вычислением их отношения:

$$m \approx 2 \cdot \frac{J_1(m)}{J_0(m)}. \quad (5)$$

Такой метод обработки позволяет использовать анализатор спектра, что дает выигрыш в отношении сигнал/шум по сравнению с фазовым детектором.

В работе [9] показано, что оптическую схему интерферометра Майкельсона (рис. 1) можно упростить, используя в качестве опорного пучок, отраженный от одной из граней акустооптического модулятора. Вычисление отношения компонент спектра также позволяет избавиться от влияния интенсивности интерферирующих пучков на результат измерений.

Модель гауссова пучка в оптической схеме определения влияния параметров интерферометра на компоненты выходного сигнала

Обычно при описании лазерного излучения используется плоская волна, что является в ряде случаев допустимым упрощением. Для анализа интерферометрических измерительных систем используется

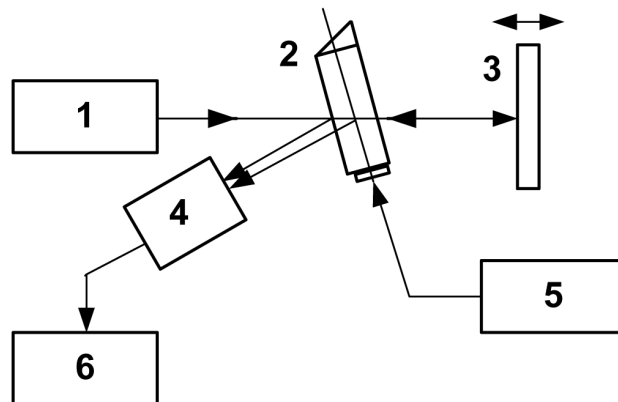


Рис. 2. Схема интерферометра с акустооптическим модулятором: 1 – лазер, 2 – акустооптический модулятор, 3 – кварцевый резонатор, 4 – фотоприемник, 5 – блок обработки, 6 – генератор гармонического колебания

основное уравнение, описывающее суммарную интенсивность колебаний [13]:

$$W(t) = \alpha_1 W_0 + \alpha_2 W_0 + 2\sqrt{\alpha_1 \alpha_2} W_0 \cos[\varphi_2 - \varphi_1], \quad (6)$$

где $\alpha_1 W_0$ и $\alpha_2 W_0$ – интенсивность опорной и сигнальной волн с учетом энергетических коэффициентов пропускания оптической системы α , φ_1 и φ_2 – фаза колебаний в опорном и сигнальном пучках в плоскости регистрации. Здесь и далее индексы 1 и 2 используются для обозначения параметров опорного и сигнального пучков. Уравнение (6) основано на модели плоских волн, которая не всегда может быть признана удовлетворительной [14].

Для моделирования сигналов, оптимизации оптико-электронного комплекса интерферометра необходимо получить выражение, описывающее выходной сигнал устройства, учитывающее возможные ошибки соосности и неполного углового сведения лучей оптической схемы (рис. 2).

Предлагается использовать модель гауссовых пучков для нахождения уравнения суммарной интенсивности колебаний в плоскости фотоприемника измерительной схемы. В рамках данной работы предлагается использовать указанную модель для учета влияния на выходной сигнал параметров, обусловленных угловыми и линейными ошибками оптической схемы.

Модель гауссового пучка описывает расходящийся лазерный пучок, в котором его радиус, радиус кривизны волнового фронта и фаза непрерывно меняются с увеличением расстояния z . Распределение комплексных амплитуд в гауссовом пучке при однокомпонентном приближении определяется значениями волнового числа k и параметра конфокальности b (таблица 1) [14–16].

Математически гауссов пучок в декартовой системе координат описывается следующим выражением [14]:

$$U(x, y, z) = p \cdot \exp\{-q \cdot (x^2 + y^2)\} \cdot \exp\{-j \cdot [v \cdot (x^2 + y^2) + \psi]\}, \quad (7)$$

где p , q , v – коэффициенты связаны с параметрами лазера, ψ – фаза пучка на оси z , определяемые следующими выражениями:

$$\psi = k \cdot z - \arctg \frac{z}{b} + \varphi, \quad p = \frac{U_0 \cdot b}{\sqrt{z^2 + b^2}},$$

$$q = \frac{k \cdot b}{2 \cdot (z^2 + b^2)}, \quad v = \frac{k \cdot z}{2 \cdot (z^2 + b^2)},$$

U_0 – амплитуда колебаний в перетяжке (т. е. при $z = 0$), k – волновое число.

Таким образом, гауссов пучок описывает расходящийся лазерный пучок, в котором его радиус, радиус кривизны волнового фронта и фаза непрерывно меняются с увеличением z . Для схемы с оптическим гетеродинамированием опорный и сигнальный пучки различаются частотой источников и расстоянием до плоскости фотоприемника.

Введем новые переменные Δx , Δy – линейное рассогласование между осями оптических пучков и $s = \sin \theta$ угловое рассогласование в плоскости фотоприемника. В этом случае в плоскости регистрации фотоприемника пространственно-временной сигнал будет иметь вид:

$$U(x, y, t) = \sqrt{\alpha_1} p_1 \cdot \exp(-q_1(x^2 + y^2)) \cdot \cos\{\omega_1 t - v_1(x^2 + y^2) - \psi_1\} -$$

$$- \sqrt{\alpha_2} p_2 \cdot \exp(-q_2[(x + \Delta x)^2 + (y + \Delta y)^2]) \cdot$$

$$\cdot \cos\{\omega_2 t - v_2[(x + \Delta x)^2 + (y + \Delta y)^2] - ks(x + \Delta x) - \psi_2\}. \quad (8)$$

Поскольку опорный и сигнальный пучки формируются одним источником лазерного излучения, то параметры U_0 и b для них имеют одинаковое значение. Разницей точных значений волнового числа k , входящего в выражения для параметров пространственного распределения, можно пренебречь ввиду незначительности частотного сдвига по сравнению с частотой света. Энергетические коэффициенты пропускания оптической системы α_1 и α_2 позволяют учесть энергетические потери в опорном и сигнальном пучках в соответствующих элементах оптической схемы. Вопросам определения параметров пропускания оптической схемы посвящена работа [10].

Мгновенное значение мощности оптического сигнала в плоскости регистрации может быть найдено через плотность мощности известным соотношением [14]:

Таблица 1

Значения параметра конфокальности для некоторых распространенных типов лазеров

Тип лазера	Длина волны λ , нм	Параметр конфокальности b , мм
Волоконный	1070-1080	10-1000
CO ₂	10600	> 300
Полупроводниковый	800-1000	0,01-20
Nd:YAG лазер	1064	3

$$W(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{n^2}{4} \cdot \frac{\epsilon_0}{\mu_0} \cdot (U(x, y, t))^2 dx dy, \quad (9)$$

где n – показатель преломления, ϵ_0 – диэлектрическая постоянная, μ_0 – магнитная постоянная среды.

Не учитывая при вычислениях интеграла (9) слагаемые, соответствующие удвоенной частоте света, с точностью до постоянного множителя можно записать, что приёмник регистрирует интенсивность:

$$\begin{aligned} W(t) = & \frac{\alpha_1}{2} p_1^2 \left(\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-2q_1 x^2) dx \right)^2 + \frac{\alpha_2}{2} p_2^2 \left(\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-2q_2 x^2) dx \right)^2 + \\ & + \frac{\sqrt{\alpha_1 \alpha_2}}{2} p_1 p_2 \exp(j[\omega_0 t - (\psi_2 - \psi_1)]) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-(q_1 + q_2)x^2 - 2q_2 x \Delta x - q_2 \Delta x^2) \times \\ & \times \exp(-j[(v_2 - v_1)x^2 + (2v_2 \Delta x + ks)x + v_2 \Delta x^2 + ks \Delta x]) dx \times \\ & \times \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-(q_1 + q_2)y^2 - 2q_2 y \Delta y - q_2 \Delta y^2) \cdot \exp(-j[(v_2 - v_1)y^2 + 2v_2 y \Delta y]) dy + \\ & + \frac{\sqrt{\alpha_1 \alpha_2}}{2} p_1 p_2 \exp(-j[\omega_0 t - (\psi_2 - \psi_1)]) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-(q_1 + q_2)x^2 - 2q_2 x \Delta x - q_2 \Delta x^2) \times \\ & \times \exp(j[(v_2 - v_1)x^2 + (2v_2 \Delta x + ks)x + v_2 \Delta x^2 + ks \Delta x]) dx \times \\ & \times \int_{-\infty}^{\infty} \exp((q_1 + q_2)y^2 - 2q_2 y \Delta y - q_2 \Delta y^2) \cdot \exp(j[(v_2 - v_1)y^2 + 2v_2 y \Delta y + v_2 \Delta y^2]) dy. \end{aligned} \quad (10)$$

Интегралы, входящие в выражение (10), являются табличными. Их вычисление приводит к следующему выражению для интенсивности сигнала:

$$\begin{aligned} W(t) = & \alpha_1 \frac{\pi}{4q_1} p_1^2 + \alpha_2 \frac{\pi}{4q_2} p_2^2 + \\ & + \sqrt{\alpha_1 \alpha_2} p_1 p_2 A e^{-B} \cdot \cos(\omega_0 t - (\psi_2 - \psi_1) - C), \end{aligned} \quad (11)$$

где введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} A = & \frac{\pi}{\sqrt{(q_1 + q_2)^2 + (v_2 - v_1)^2}}, \\ B = & \frac{[q_1(q_2^2 + v_2^2) + q_2(q_1^2 + v_1^2)](\Delta x^2 + \Delta y^2) + (q_1 v_2 + q_2 v_1)ks \Delta x + \frac{1}{4}(q_1 + q_2)k^2 s^2}{(q_1 + q_2)^2 + (v_2 - v_1)^2}, \\ C = & \arctg \frac{v_2 - v_1}{q_1 + q_2} - \\ & \frac{2[v_1(q_2^2 + v_2^2) - v_2(q_1^2 + v_1^2)](\Delta x^2 + \Delta y^2) + k[v_1(v_2 - v_1) - q_1(q_1 + q_2)]s \Delta x + \frac{1}{4}(v_2 - v_1)k^2 s^2}{(q_1 + q_2)^2 + (v_2 - v_1)^2}. \end{aligned}$$

Введем следующие условные обозначения: коэффициент асимметрии оптической схемы $\xi = z_2/z_1$, параметр расходимости $\mu = b/z_2$, относительную длину сигнального пучка $r = z_2/\lambda$, относительное линейное рассовмещение линейного и опорного пучков $\eta_x = \Delta_x/\lambda$, $\eta_y = \Delta_y/\lambda$.

Найдём связь между параметрами пучков, учитывая, что для полупроводникового лазера параметр конформности $b \ll z_2$ (таблица 1):

$$q_2 = \frac{b}{z_2} v_2 = \mu v_2, \quad (12)$$

$$v_1 = \frac{z_1}{z_2} \cdot \frac{z_2^2 + b^2}{z_1^2 + b^2} v_2 = \xi \frac{1 + \mu^2}{1 + \xi^2 \mu^2} v_2 \cong \xi v_2, \quad (13)$$

$$q_1 = \frac{z_2^2 + b^2}{z_1^2 + b^2} \cdot q_2 = \xi^2 \frac{1 + \mu^2}{1 + \xi^2 \mu^2} q_2 \cong \xi^2 \mu v_2. \quad (14)$$

Для упрощения выражения (11) учтем следующие приближенные равенства:

$$v_2 \cong \frac{k}{2z_2} \cong \frac{\pi}{\lambda z_2}, \quad (15)$$

$$v_2 \Delta x^2 = v_2 \lambda^2 \frac{\Delta x^2}{\lambda^2} \cong \frac{\pi}{z_2} \lambda \frac{\Delta x^2}{\lambda^2} \cong \frac{\pi}{r} \eta^2, \quad (16)$$

$$\frac{k^2}{4v_2} \cong \frac{\pi^2}{\lambda^2} \cdot \frac{\lambda z_2}{\pi} \cong \pi r. \quad (17)$$

Так как относительная длина сигнального пучка $r = z_2/\lambda \gg 1$, то значения величин, входящих в выражение (11), можно представить:

$$\begin{aligned} A \cong & \frac{\pi}{v_2 \sqrt{\mu^2 (1 + \xi^2)^2 + (1 - \xi)^2}}, \\ B \cong & \mu \frac{2\xi^2 r^{-1} (\eta_x^2 + \eta_y^2) + 2\xi (1 + \xi) s \eta_x + (1 + \xi^2) r s^2}{\mu^2 (1 + \xi^2)^2 + (1 - \xi)^2}, \\ C \cong & \arctg \frac{1 - \xi}{\mu (1 + \xi^2)} - \\ & - 2\pi \frac{\xi (1 - \xi) (\eta_x^2 + \eta_y^2) r^{-1} + \xi (1 - \xi - \mu^2 \xi^3) s \eta_x + \frac{1}{4} r (1 - \xi) s^2}{\mu^2 (1 + \xi^2)^2 + (1 - \xi)^2}, \\ \psi_2 - \psi_1 = & k(z_2 - z_1) - \left[\arctg \frac{1}{\mu} - \arctg \frac{1}{\mu \xi} \right] = \\ = & k(z_2 - z_1) - \arctg \left(\mu \cdot \frac{\xi - 1}{1 + \mu^2 \xi} \right). \end{aligned}$$

Найдём интенсивность светового пучка при $z=0$, учитывая, что параметры пучка при этом имеют следующие значения: $p_0 = U_0$, $q_0 = k/2b$:

$$W_0 = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p_0^2 e^{-q_0(x^2 + y^2)} dx dy = \frac{1}{2} p_0^2 \frac{\pi}{2q_0} = \frac{\pi U^2 b}{2k}. \quad (18)$$

Следующие величины, входящие в выражение (11), также равны интенсивности света в перетяжке:

$$\frac{p_{1,2}^2}{2} \cdot \frac{\pi}{2q_{1,2}} = \frac{U^2 b^2}{2(z_{1,2}^2 + b^2)} \cdot \frac{\pi(z_{1,2}^2 + b^2)}{kb} = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{U^2 b}{k} = W_0,$$

$$\frac{\pi}{4} \cdot \frac{p_1 p_2}{\sqrt{q_1 q_2}} = \frac{\pi}{4} \cdot \frac{Ub}{\sqrt{z_1^2 + b^2}} \cdot \frac{\sqrt{2} \sqrt{z_1^2 + b^2}}{\sqrt{kb}}$$

$$\cdot \frac{Ub}{\sqrt{z_2^2 + b^2}} \cdot \frac{\sqrt{2} \sqrt{z_2^2 + b^2}}{\sqrt{kb}} = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{U^2 b}{k} = W_0.$$

С учетом представленных выше соотношений (12–18) выражение (11) можно представить в виде:

$$W(t) = \alpha_1 W_0 + \alpha_2 W_0 + 2\sqrt{\alpha_1 \alpha_2} \cdot \alpha \cdot W_0 \cdot \cos \left(\omega_0 t - k(z_2 - z_1) + \arctg \left(\mu \frac{\xi - 1}{1 + \mu^2 \xi} \right) - 2C \right), \quad (19)$$

где коэффициент α :

$$\alpha = \frac{2\mu\xi}{\sqrt{\mu^2(1+\xi^2)^2 + (1-\xi)^2}} \cdot \exp \left(-\pi\mu \frac{2\xi^2 r^{-1}(\eta_x^2 + \eta_y^2) + 2\xi(1+\xi) \cdot s\eta_x + (1+\xi^2)rs}{\mu^2(1+\xi^2)^2 + (1-\xi)^2} \right). \quad (20)$$

Выражение (19) совпадает с известным выражением для интенсивности света при интерференции плоских волн (6). Отличие заключается в наличии коэффициента рассогласования α (20) в выражении (19), описывающего уменьшение интенсивности интерференционного слагаемого при асимметрии оптической схемы, а также при несоосности и/или неполном угловом сведении оптических пучков.

Аргумент гармонической функции выражения (19) включает дополнительные составляющие, которые не

оказывают существенного влияния на приращение фазы при изменении оптической длины сигнального пучка:

$$\frac{d\psi_2}{dz_2} = k - \frac{1}{b} \frac{1}{1 + \frac{z_2^2}{b^2}} \cong k - \frac{b}{z_2^2} \approx k.$$

Это позволяет сделать вывод, что фазовая модуляция полезного сигнала оптического интерферометра не зависит от модели волновых пучков. Амплитуда выходного сигнала, определяемая величиной интерференционного слагаемого в уравнении (19), при использовании модели гауссовых пучков может существенно уменьшиться под действием угловых и линейных рассогласований. Как следствие, это существенно влияет на чувствительность оптической схемы и на ее возможность определения параметров колебаний поверхности кварцевого резонатора.

Рассмотрим отдельно влияние коэффициента рассогласований α (20) на параметры интерферометра и определим оптимальные соотношения длин плеч при наличии угловых и линейных погрешностей.

Примеры расчёта значений коэффициента рассогласования в различных условиях приводятся на рисунках 3–9. При вычислениях полагалось, что параметр конфокальности $b \ll z_2$, $\mu=0,2$, $r=10^6$.

Анализ полученных зависимостей позволяет сделать следующие выводы:

1. При отсутствии линейного и углового рассогласований между осями оптических пучков $\Delta_x=0$, $\Delta_y=0$, $\theta=0$ максимальное значение коэффициента рассогласования $\alpha=1$ достигается при равенстве оптических длин опорного и сигнального пучков, то есть при коэффициенте асимметрии оптической схемы $\xi=1$ (рис. 3, 4). Но при этом оптическая схема требует очень высокой точности сведения лучей.

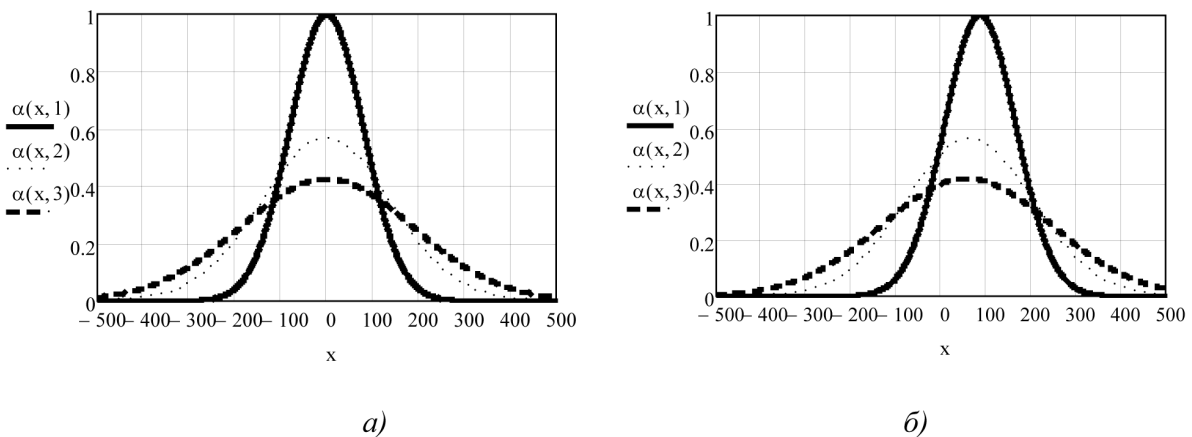


Рис. 3. Зависимость коэффициента рассогласования α от линейного сдвига при отсутствии (а) и наличии углового расхождения $\theta=-0.05$ рад (б) при различном соотношении оптических длин световых пучков: $\xi=1$, $\xi=1.5$, $\xi=3$

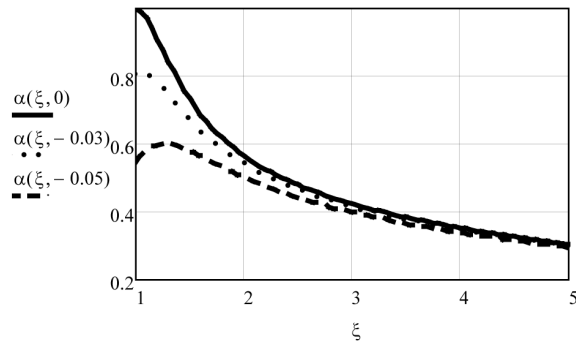
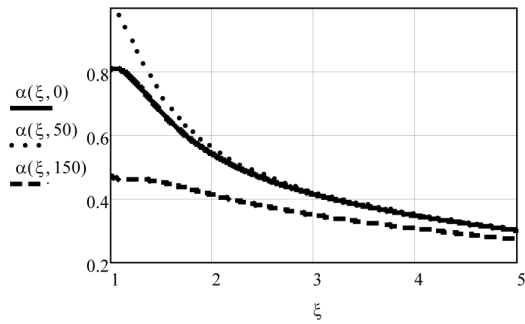
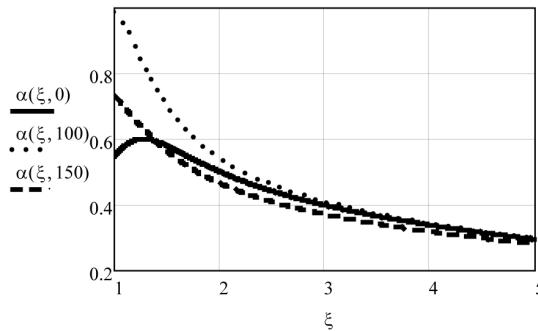


Рис. 4. Зависимость коэффициента рассогласования α от коэффициента оптической асимметрии ξ при отсутствии углового расхождения $\theta=0$ и при угловом расхождении $\theta=0.03, \theta=0.05$ при отсутствии линейного расхождения

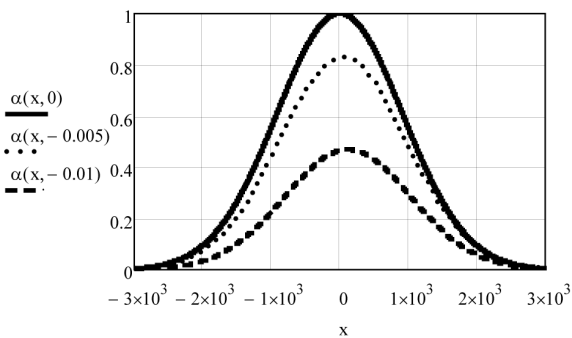


а)

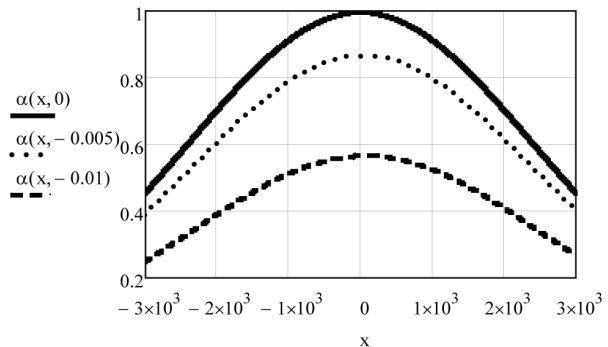


б)

Рис. 5. Зависимость коэффициента рассогласования α от коэффициента оптической асимметрии ξ : а) при наличии углового расхождения $\theta=-0.03$ (при линейном расхождении 0; 50; 150), б) при наличии углового расхождения $\theta=-0.05$ (при линейном расхождении 0; 100; 150)



а)



б)

Рис. 6. Зависимость коэффициента рассогласования α от линейного сдвига при отсутствии $\xi=1$ (а) и наличии асимметрии $\xi=5$ (б) при различном угловом расхождении $\theta=0; 0.005; 0.01$

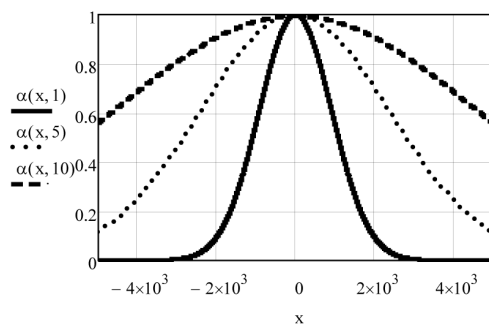


Рис. 7. Зависимость коэффициента рассогласования α от линейного сдвига при отсутствии асимметрии схемы $\xi=1$ и асимметрии $\xi=5, 10$ при отсутствии углового расхождения

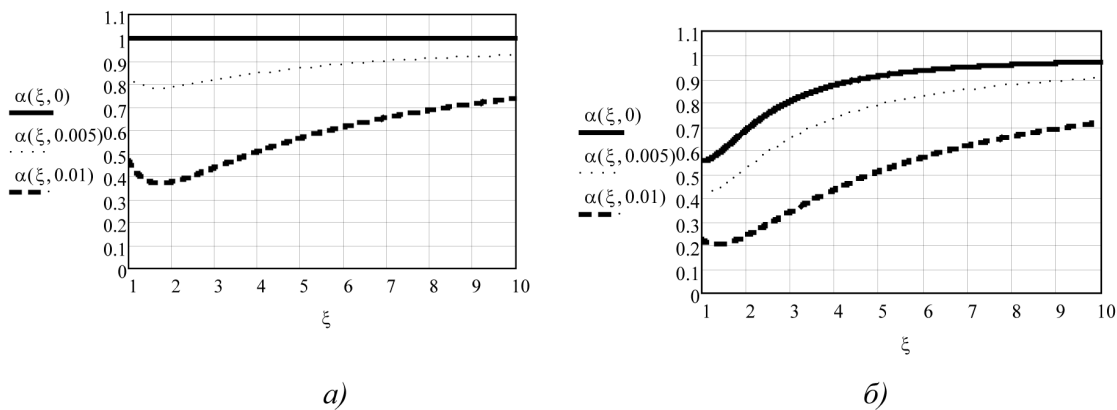


Рис. 8. Зависимость коэффициента рассогласования α от коэффициента оптической асимметрии ξ при угловом расхождении $\theta=0; 0.005; 0.01$ при отсутствии линейного расхождения (а) и при наличии линейного расхождения $\Delta_x=500\lambda$ (б)

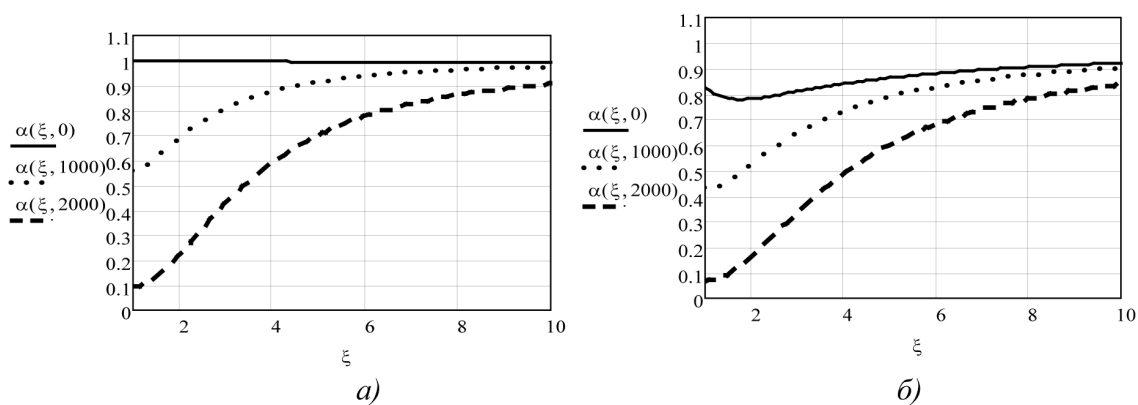


Рис. 9. Зависимость коэффициента рассогласования α от коэффициента оптической асимметрии ξ при линейном расхождении $\Delta_x=0\lambda; \Delta_x=1000\lambda; \Delta_x=2000\lambda$ при отсутствии углового расхождения (а) и при наличии углового расхождения $\theta=0.005$ (б)

2. Частичная или практически полная взаимная компенсация линейного и углового рассогласований в одной плоскости возможна при равенстве длин оптических путей $\xi=1$ (рис. 3 б, рис. 5).

3. Выбор асимметричной схемы интерферометра $\xi>1$ целесообразен при неполном совмещении световых пучков. Как показано на рис. 3 и 5, в этом случае можно обеспечить получение более высоких и равномерных значений коэффициента рассогласования.

При упрощении выражения (13) полагалось, что $z_2 \gg b$. Представляет интерес рассмотреть использование лазера с параметром конфокальности $b > z_2$ и $\mu_2 \gg 1$. Опуская громоздкие вычисления, аналогичные представленным выше, выражение для коэффициента рассогласования α (13) можно представить в виде:

$$\alpha = \frac{2\mu\xi}{\sqrt{4\mu^2\xi^2 + (\xi-1)^2}} \cdot \exp\left(-\mu \cdot \frac{3\xi^2 r^{-1}(x^2 + y^2) + 2\xi \cdot (\xi+1) \cdot s \cdot x + 2r\xi^3 \mu^3 s^2}{\mu^2(\xi+1)^2 + (\xi-1)^2}\right) \quad (21)$$

Примеры расчёта значений коэффициента рассогласования в соответствии с выражением (21) в различных условиях приводятся на рис. 6–9.

Анализ полученных зависимостей позволяет сделать следующие выводы:

1. Взаимная компенсация линейного и углового рассогласований в схеме, построенной на лазере с параметром конфокальности $b > z_2$, невозможна (рис. 6, 7).

2. Настройка на максимум при наличии одновременного действия углового и линейного рассогласований невозможна.

3. При рассогласовании любого вида потери в соответствующем значении α меньше в асимметричной схеме, что позволяет сделать вывод о целесообразности выбора асимметричной схемы интерферометра ($\xi > 1$) при наличии одного любого вида рассогласования (рис. 8, 9).

Выводы

Для разработки прецизионных кварцевых резонаторов, являющихся элементной базой синтезаторов сетки частот телекоммуникационной приемопередающей аппаратуры, в работе предложена оптическая схема регистрации распределения амплитуд колебаний. Выбор оптической схемы обусловлен возможностью бесконтактной регистрации колебаний и смещений поверхности, составляющих единицы и доли ангстрем.

В работе рассмотрена модель гауссовых пучков для интерферометрической схемы определения параметров колебаний. Полученное выражение интерференции гауссовых пучков интерферометра может быть сведено к известному выражению, описывающему интерференцию плоских волн, в случае отсутствия угловых и линейных расхождений оптиче-

ских лучей. Для оценки влияния несоосности пучков вводится параметр рассогласования, учитывающий уменьшение интерференционной составляющей. На основании полученных выражений проведен анализ влияния ошибок настройки оптической схемы. Рассмотрены варианты использования схем с различными параметрами конфокальности лазера.

Таким образом, проведенный анализ выходного сигнала может быть использован для дальнейшего расчета предельной чувствительности и построения асимметричных оптических схем, предназначенных для определения параметров колебаний.

Литература

1. Иванов, Ю.А. Использование прецизионных генераторов в аппаратуре стандарта 5G / Ю.А. Иванов, А.Г. Никонов, А.В. Котюков // Современная Электроника. – 2019. – № 3. – С. 52–55.
2. Филимонов, О.Л. О спектре высокочастотных кварцевых резонаторов / О.Л. Филимонов // Компоненты и технологии. – 2019. – № 7 (216). – С. 100–102.
3. Измерение амплитуды упругих смещений кварцевого резонатора / Я.Л. Вороховский, В.В. Молоток, В.В. Клудзин, Л.Н. Пресленев // Информационно-управляющие системы. – 2009. – № 6 (43). – С.63–66.
4. Whitman, R.L. Acoustic surface displacements on a wedge-shaped transducer using an optical probe technique / R.L. Whitman, L.J. Laub, W.J. Bates // IEEE Transactions on Sonics and ultrasonics. – 1968. – Vol. 15. – P. 186–189.
5. Lepetaev, A.N. Numerically-analytical calculation method for vibration amplitude distributions of inharmonic modes of double rotated cuts thickness-shear resonators / A.N. Lepetaev, I.V. Khomenko, A.V. Kosykh // Proceedings of 2007 IEEE Ultrasonics Symposium. – New York : Institute of Electrical and Electronics Engineers, 2007. – P. 1393–1396.
6. Хоменко, И.В. Результаты исследования термостатированного кварцевого генератора с двухмодовым возбуждением резонатора ТД-среза на численно-аналитической модели / И.В. Хоменко // Омский научный вестник. – 2008. – № 3 (70). – С. 115–121.
7. Vig, J.R. Quartz crystal resonators and oscillators. For frequency control and timing applications : A tutorial / J.R. Vig. – USA, NS : Development & Engineering Center Fort Monmouth, 2000. – 493 p.
8. Ложников, А.О. Исследование спектра колебаний кварцевых резонаторов двухповоротных срезов с улучшенной моночастотностью / А.О. Ложников, С.В. Ермоленко // Техника радиосвязи. – 2016. – № 2 (29). – С. 101–108.
9. Кравец, Е.В. Исследование интермодуляционных составляющих сигналов лазерных виброметров для безошибочного определения параметров колебаний / Е.В. Кравец, Е.Г. Семенова // Труды учебных заведений связи. – 2024. – Т. 10, № 2. – С. 57–66.
10. Кравец, Е.В. Измерение параметров механических колебаний прецизионных кварцевых резонаторов / Е.В. Кравец // Актуальные проблемы инфотелекоммуникаций в науке и образовании : сборник научных статей

XII международной научно-технической конференции (Санкт-Петербург, 28 февраля – 01 марта 2023 г.). – Санкт-Петербург : Санкт-Петербургский государственный университет телекоммуникаций им. проф. М.А. Бонч-Бруевича, 2023. – Т. 1. – С. 688–692.

11. Кравец, Е.В. Чувствительность интерферометрической схемы регистрации колебаний прецизионных кварцевых резонаторов / Е.В. Кравец // Актуальные проблемы инфотелекоммуникаций в науке и образовании : сборник научных статей XI международной научно-технической конференции (Санкт-Петербург, 15–16 февраля 2022 г.). – Санкт-Петербург : Санкт-Петербургский государственный университет телекоммуникаций им. проф. М.А. Бонч-Бруевича, 2022. – Т. 2. – С. 636–641.

12. Борн, М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф ; пер. с англ. Б.М. Васильев [и др.] ; под общ. ред. В.М. Чаплика. – Москва : Наука, 1973. – 719 с.

13. Юстировка длин плеч интерферометра Майкельсона / Н.А. Грязнов, Д.А. Горячкин, Е.Н. Соснов, В.В. Харламов // Научное приборостроение. – 2019. – Т. 29, № 3. – С. 41–46.

14. Звелто, О. Принципы лазеров / О. Звелто ; пер. с англ. Д.Н. Козлова, С.Б. Созинова, К.Г. Адамович ; под науч. ред. Т.А. Шмаоновой. – Санкт-Петербург : Лань, 2008. – 719 с.

15. Разработка лазерно-оптических систем технологических установок на основе теории лазерной оптики / А.Ф. Ширанков, П.А. Носов, И.И. Пахомов [и др.] // Инженерный журнал: наука и инновации. – 2013. – № 9 (21). – URL : <https://engjournal.bmstu.ru/catalog/pribor/optica/926.html> (дата обращения: 24.01.2026).

16. Таблицы типов промышленных лазеров [Электронный ресурс]. – URL : <https://inner.su/articles/tablitzy-tipov-promyshlennykh-lazeroov> (дата обращения: 24.01.2026).