

Сигнальные и флуктуационные характеристики лазерной системы регистрации гравитационного детектора

В.А. Крысанов

Институт ядерных исследований РАН, Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва

E-mail: kv@sai.msu.ru

Рассмотрен лазерный измеритель малых колебаний на интерферометре Фабри-Перо как основной узел твердотельного детектора гравитационных волн. Представлены методы и способы определения чувствительности измерителя; предложена методика, использующая тепловой шум акустического резонатора детектора. Приведены расчёты и оценки обратного флуктуационного воздействия измерителя, вызванные вариациями давления излучения на зеркала интерферометра при технических флуктуациях мощности лазера. Рассмотрены динамические и флуктуационные эффекты, вызванные конечной жесткостью элементов крепления зеркал. Представлены параметры, формирующие чувствительность измерителя. Указаны технические факторы, снижающие крутизну преобразования сигнала и чувствительность: паразитная амплитудная модуляция излучения лазера и ограниченный динамический диапазон синхронного детектора. Предложена схема автоматической компенсации квадратурных компонент данной помехи, входящая в состав системы подстройки частоты лазера.

Введение

Разрабатывается твердотельный детектор гравитационных волн с оптоэлектронной системой регистрации (Проект ОГРAN). Работы проводятся Институтом лазерной физики (ИЛФ) Сибирского отделения РАН и Астрономическим институтом МГУ. Принимающей стороной является Институт ядерных исследований (ИЯИ) РАН; завершаются работы по оборудованию камеры в штольне Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ.

Детекторы гравитационных волн состоят из массивных пробных тел. Гравитационная волна в виде вариаций метрики создаёт силу, приводящую к вариациям расстояния между телами, которые регистрируются. Чем больше расстояние между центрами масс, тем больше его абсолютная вариация. Твердотельный ГД содержит массивный цилиндр, являющийся отрезком стержня, в котором возбуждается первая мода (стоячая волна) собственных акустических колебаний. Эквивалентной схемой является осциллятор, образованный двумя массами, соединёнными элементом жесткости (пружиной). При малой длине детектора используется эффект накопления сигнала за счет возбуждения вынужденных колебаний резонатора. Это предъявляет некоторые требования к сигналу; он должен иметь несколько периодов колебаний вблизи частоты резонатора.

Лазерная схема регистрации малых колебаний (измеритель) использует интерферометр Фабри-Перо, зеркала которого жёстко закреплены на торцах цилиндра. Изменения продольного размера и показателя преломления оптической среды приводят к вариациям собственных частот интерферометра, которые регистрируются оптоэлектронной схемой, содержащий лазер [1-3].

Разработки в областях лазерной техники и оптоэлектроники проводятся Институтом лазерной физики РАН; за основу взят опыт создания лазеров с узкой спектральной линией и техническая база. МГУ имеет опыт создания и эксплуатации твердотельного гравитационного детектора на высокочастотном акустическом резонаторе [4,5] и работ со схемами регистрации предельно малых колебаний [6-8]; выполнены обширные теоретические исследования схем построения и анализу чувствительности твердотельных детекторов гравитационных волн, в том числе, с лазерной системой регистрации [9 - 11]. Для ИЯИ основной и наиболее актуальной в настоящее время является тема метрологического обеспечения, то есть экспериментального определения реальной чувствительности прибора. На перспективу интерес представляют вопросы функционирования прибора в целом и в деталях в целях сохранения чувствительности при эксплуатации и последующего

совершенствования параметров.

Имеются две концепции описания твёрдотельного гравдетектора, основанные на методологиях синтеза и анализа. Их качественное различие определено уровнем обратного флукуационного воздействия измерителя на пробное тело-резонатор. Когда данное влияние велико, что соответствует наиболее общей методологии анализа [1, 10-13], реализуется концептуальный подход, предполагающий изучение гравдетектора как единого целого, без выделения параметров измерителя колебаний пробного тела. Данный подход имеет несколько оснований. Так, во-первых, методология синтеза является первичной, системообразующей и ориентированной на конечную цель - создание завершённого прибора, регистрирующего вариации метрики гравитационного поля, а не механические смещения. Во-вторых, измеритель создаётся специально для данного акустического резонатора, он конструктивно является неотъемлемой частью детектора. В соответствии с основными положениями параметрического преобразования, обратное флукуационное воздействие быстро возрастает с увеличением действующей мощности накачки. Если это воздействие сравнимо с эквивалентной силой Найквиста, действующей на пробное тело, формируется усложнённый алгоритм оптимизации чувствительности ГД в целом [14, 15]. В этом случае разрешение измерителя колебаний не имеет самостоятельного смысла и является внутренним параметром детектора, и чувствительность измерителя не имеет метрологического смысла. Тогда экспериментальная отработка измерителя отдельно от акустического резонатора представляется нецелесообразной, что реализуется в Проекте ОГРАН.

При инженерной, углублённой разработке гравитационных детекторов также существует концептуальный подход, опирающийся на методологию анализа, предусматривающую разделение объекта на функционально различные части и изучение их по-отдельности. Такой подход развивался в ранних работах [16, 17, 8]. Измерители колебаний проектировались, создавались и экспериментально отрабатывались отдельно. Это давало большие возможности надёжного определения чувствительности измерителей в процессе разработки и отладки.

Роль обратного флукуационного воздействия ОФВ в детекторе ОГРАН может быть определена. Предварительно следует указать, что эквивалентное представление (описание) акустического резонатора принято приводить к каноническому виду [3]:

$$M\ddot{x} + H_\mu \dot{x} + K_\mu x = F \quad (1)$$

где $x(t)$ - смещение, M и k_μ - эффективная масса и жёсткость осциллятора, H_μ - коэффициент вязкости, F - суммарная сила. Эффективная масса M составляет от 40% до 50% от полной массы цилиндра.

В работе [1] представлено описание модели гравитационного детектора. Краткий прогноз и оценка чувствительности, основаны на работе [11], выполненный концепции синтеза. В ланжевенском представлении выражение для спектральной плотности $G_F(\omega)$ эквивалентной флукуационной силы, действующей на акустический резонатор, имеет вид:

$$G_F = G_B + G_f + |Z_\mu|^2 G_v \quad (2)$$

Здесь G_B , G_f - спектральные плотности теплового шума резонатора и обратного флукуационного силового воздействия измерителя, Z_μ - импеданс осциллятора [11]:

$$Z_\mu = M[j\omega + 2\delta_\mu + \omega_\mu^2/(j\omega)] \quad (3)$$

где $2\delta_\mu = \omega_\mu/2Q = H_\mu/2M$, $\omega_\mu^2 = k_\mu/M$ - частота, $Q = M\omega_\mu/H_\mu$ - добротность.

Тепловой шум характеризуется силой Найквиста со спектральной плотностью:

$$G_B(\omega) = 2k_B T M \omega_\mu / \pi Q \quad (4)$$

где T - физическая температура пробного тела, k_B - постоянная Больцмана.

В выражении (2) $G_v(\omega)$ - характеристика измерителя механических смещений [1, 11]:

$$G_v = B \omega_\mu^2 \frac{2\hbar \omega_e}{\eta P_0} \left(\frac{\lambda}{2\pi N} \right)^2 \quad (5)$$

где λ , P_0 и ω_e - длина волны, мощность и частота лазера накачки, η - квантовый выход

фотодетектора, N - число отражений в интерферометре Фабри-Перо и B – феноменологический фактор, учитывающий превышение шумов реального лазера над уровнем дробового шума фотонов. В работах [1, 11] положено $B = 1$.

В работе [11] указано, что обратное флуктуационное воздействие вызвано флуктуациями давления света при пуассоновской статистике взаимодействия фотонов с зеркалами резонатора Фабри-Перо. Представленное выражение для спектральной плотности G_f не имеет зависимости от частоты, как и сила Найквиста (4); поэтому эти величины удобно сравнивать. Численными оценками показана малость данного эффекта: $G_f \ll G_B$ [11]; это условие даёт формальное основание производить изучение измерителя отдельно от пробного тела. Так метод синтеза дополняется методом анализа.

Однако, представленная оценка обратного флуктуационного воздействия занижена, так как статистика излучения лазера не является пуассоновской. Это отражено фактором B , входящим в выражение (5). В работе [10] приводится значение $B = 10^4$, для частоты 1 кГц. Фактор B отражает технические флуктуации мощности излучения лазера [12, 13, 18, 19]. Они не только снижают чувствительность измерителя, но и создают флуктуации силы давления света на зеркала. Данный эффект рассматривается и численно оценивается ниже. Обратное флуктуационное воздействие может быть исчерпывающим образом представлено в виде добавки к шумовой температуре пробного тела.

Методы определения чувствительности измерителя смещений

Информация о сигнальном воздействии на гравдетектор в режиме наблюдений определяется из компьютерной обработки данных на выходе схемы регистрации [20]. В процессе отработки прибора возникает необходимость оценки чувствительности измерителя колебаний. Для этого на входе измерителя формируется калиброванное механическое смещение и измеряется сигнальный отклик на выходе; определяется крутизна преобразования сигнала. Шум на выходе может измеряться как стрелочным измерителем, так и анализатором спектра. Через крутизну шум пересчитывается на вход и называется пороговым сигналом. Эта предельно упрощенная методика соответствует условию: «Сигнал/Шум» = 1. Измерение шума представляет собой специальную метрологическую процедуру.

В экспериментах, проведённых ранее [4, 16, 17, 8], отработана методика формирования калиброванных сил и смещений. Формируется пондеромоторное воздействие на акустический резонатор (пробное тело), имитирующее отклик на сигнальные вариации метрики гравитационного поля. Вблизи торцов цилиндра с зазорами d размещаются две металлические пластины. При подаче на обкладку плоского конденсатора напряжения U (пробное тело заземлено) возникает электростатическая сила $F_e = SU^2/8\pi d^2$ (CGSE), где S - площадь пластины. Подаваемое напряжение содержит большую постоянную и малую переменную (гармоническую) составляющие: $U = U_+ + U_m \exp(j\omega t)$. Стандартная формула для амплитуды силового воздействия F_m имеет вид: $F_m = SU_+ U_m / 4\pi d^2$. Сила воздействует на акустический резонатор, вызывая вариации его длины.

Для гармонического силового воздействия выражение (1) преобразуется к соотношению амплитуд: $F_m = j\omega Z_\mu x_m$, где x_m – амплитуда колебаний. На пике резонансной кривой шума при $\omega = \omega_\mu$ из выражения (3) имеем: $Z_\mu = M\omega_\mu/Q$. Вблизи резонанса, при условии $\Delta\omega \equiv |\omega - \omega_\mu| \ll \omega_\mu$ калиброванная амплитуда колебаний определяется выражением, описывающим классическую резонансную кривую:

$$x_m = F_m (Q/M\omega_\mu^2)[1+(\Delta\omega/\delta_\mu)^2]^{-1/2}. \quad (6)$$

Метрологическая точность формирования калибровочных смещений не высока. Так, точность определения силового воздействия определяется зазорами и оптимистически оценивается в 30% [1]. Стабильность зазоров не гарантируется; возможны маятниковые колебания пробного тела на подвесе, его различные статические смещения в условиях эксплуатации в вакуумной камере, в отсутствие визуального контроля. Некоторые погрешности вносятся измеряемым параметром Q . При определении чувствительности

измерителя добавляются погрешности измерения шума.

В ранних работах (например, [8,16,17]) измерители колебаний обрабатывались отдельно от пробного тела. Калиброванные механические смещения обеспечивались имитатором в виде жёсткой пластины-мембраны. Пластина выбиралась с высокой собственной (резонансной) частотой. Электростатическая сила определялась формулой: $F_m = SU \cdot U_m / 4\pi d^2$; стабильность зазора гарантировалась. Квазистатическое воздействие обеспечивало определение чувствительности в широком частотном диапазоне. Жёсткость пластины измерялась отдельно в лабораторных условиях с применением грузов и часового микрометрического индикатора смещений. Эта методика позволяла оценивать пороговый сигнал с погрешностью $\leq 20\%$. После отдельной проработки измерителей возникали проблемы их соединения с акустическим резонатором. Это проблемы установки зазоров и влияния низкочастотных маятниковых колебаний подвешенного массивного резонатора. Резонатор Фабри-Перо позволил эффективно решать указанные проблемы.

В работе [1] представлено описание реализованной оптоэлектронной схемы регистрации детектора ОГАН на пилотной модели. Декларированной целью работы явилось «экспериментальное доказательство возможности измерения предельно малых вариаций абсолютных амплитуд оптической длины детектора». Измеритель малых механических колебаний является наиболее сложным узлом создаваемого гравитационного детектора. Экспериментальные результаты, предъявленные в виде спектрограммы, характеризуют именно измеритель, что согласуется с указанной целью работы.

Для лазерной системы регистрации можно указать дополнительный источник систематической ошибки в калибровке смещений. Его вносят элементы крепления зеркал интерферометра Фабри-Перо. Жесткость крепления зеркал составляет самостоятельную техническую проблему. Данный элемент имеет динамические параметры: жесткость $K_{\mu m}$ и эквивалентную массу m . Последние формируют частоту собственных колебаний $\omega_{\mu m}$. Условие жесткости крепления имеет вид: $(\omega_{\mu m})^2 \gg \omega_{\mu}^2$. Если это условие не выполняется, то может быть введён механический коэффициент передачи $k_m = 1 - (\omega_{\mu} / \omega_{\mu m})^2$, характеризующий уменьшение амплитуды колебаний зеркал по отношению с амплитуде смещений торцов цилиндра (акустического осциллятора) x_m (6). Следует указать, что дополнительные осцилляторы не должны иметь значительных энергетических потерь, чтобы не существенно снижать добротность основного резонатора Q . Последнее означает, что элементы крепления зеркал, являясь колебательными системами, должны обладать довольно высокой собственной добротностью Q_m . Элементы крепления зеркал в измерителе ОГАН рассмотрены в работе [21] в связи с рассмотрением воздействия флуктуаций силы давления света на зеркала.

Стандартная калибровка, обеспеченная формулой (6), применима в исключительно узкой полосе частот, примыкающей к частоте резонанса пробного тела. В работе [1] это частота 5054 Гц при $Q = 1,7 \cdot 10^4$. В данной работе проблема крепления зеркал не упомянута. В принципе, в этом нет необходимости, так как электростатическая калибровка не применялась. Для определения чувствительности схемы регистрации использовалась новая методика, основанная на записи спектрограммы шумового напряжения на выходе прибора. При этом пересчёт зарегистрированного флуктуационного напряжения в приведённые вариации частоты интерферометра производился посредством внутреннего параметра - крутизны дискриминаторной кривой частотного детектора, составляющей 30 кГц/В, метрологическая процедура определения которой не представлена. Флуктуационные вариации частоты пересчитывались в вариации длины оптического резонатора с применением соотношения: $\delta x / L = \delta v / v$, где $L = 50$ см - длина оптического резонатора, $v \cong 3 \cdot 10^{14}$ Гц - частота излучения лазера. Коэффициент пересчета смещений в вариации частоты составил $6 \cdot 10^{12}$ Гц/см. При такой методике рассмотрены движения зеркал интерферометра, но не торцов цилиндра, и фактические реализованные величины параметров k_m не имеют значения.

Измерения параметра k_m на пилотной модели ранее проводились автором с использованием специального ёмкостного датчика в отсутствие вакуума. Резонатор модели

содержит пьезокерамический элемент, идентичный тем, что установлены на гравдетекторе «Улитка» [20]. Этим элементом возбуждались резонансные колебания значительного уровня. Были получены значения $k_m = 0,7 \div 0,8$. Впоследствии были заменены зеркала и элементы крепления; в установке [1] измерения не были повторены, так как проводилось компьютерное моделирование.

Предлагается использовать для целей специальной метрологии тепловой шум акустического резонатора. Метод состоит в том, чтобы соизмерять чувствительность измерителя и интенсивность тепловых шумов, которая рассчитывается относительно просто. В работе [1] можно было бы применить эту методику: зарегистрировать тепловой пик в спектре шумов и сравнить с ним спектральную плотность электронного шума, то есть шума измерителя колебаний. В данной работе представлен прогноз чувствительности гравитационного детектора, определяемый тепловым шумом пробного тела и приведённым шумом лазерного измерителя малых колебаний. Из этого краткого прогноза затруднительно выявить вклады источников шума. Для совместного рассмотрения и сопоставления источников шума подставим в правую часть уравнения (1) флуктуационную силу (2). Решение уравнения «в спектрах» позволяет получить выражение для энергетического спектра флуктуационных смещений:

$$G_X = G_F/\omega^2 |Z_\mu|^2 = (G_B + G_f)/\omega^2 |Z_\mu|^2 + \omega^{-2} G_v. \quad (7)$$

Первый член G_{XB} характеризует тепловой шум пробного тела, имеющий вид резонансной кривой (6); последний член характеризует спектральную плотность приведённого входного шума измерителя смещений (сенсора) G_{XS} . Выражение (7) позволяет изучать два основных источника шума гравдетектора отдельно. Оно представляет теоретический прогноз спектрограммы, регистрируемую анализатором спектра [1].

Для теплового шума из выражений (4, 7) получаем ($\omega = 2\pi f$):

$$G_{XB}(f) = \frac{4k_B T M \omega_\mu}{Q \omega^2 |Z_\mu|^2}. \quad (9)$$

На пике резонансной кривой шума при $\omega = \omega_\mu$ имеем: $Z_\mu = M\omega_\mu/Q$. Тогда

$$G_{XB}(f_\mu) = 4k_B T Q / M \omega_\mu^3. \quad (10)$$

Подставляя значения параметров пилотной модели $T \cong 300$ К, $M \cong 20$ кг, $Q = 1,7 \cdot 10^4$, $\omega_\mu \cong (2\pi) \cdot 5 \cdot 10^3$ кГц [1], находим: $[G_{XB}(f)]^{1/2} \cong 7 \cdot 10^{-14}$ см/Гц^{1/2}. Это значит, что измеритель с разрешением $[G_{XS}(f)]^{1/2} \approx 10^{-14}$ см/Гц^{1/2} позволяет уверенно регистрировать спектрограмму теплового шума. Для этого требуется анализатор спектра с высоким разрешением. Так, для пилотной модели ширина шумового резонансного пика (по уровню -3 Дб) составляет $\omega_\mu/2\pi Q \cong 0,3$ Гц (3); то есть требуется разрешение $\leq 0,05$ Гц. Выражение (10) содержит два динамических параметра, оно может быть рассчитано с относительно высокой точностью. Плоский участок спектра шума в окрестности резонанса определяет величину G_{XS} . Используя тепловой пик акустического резонатора (10) как опорный сигнал (репер), можно определить реальную чувствительность измерителя по регистрируемому отношению уровней на спектрограмме. В этом состоит смысл предлагаемой метрологической процедуры.

Во временной зависимости (на экране осциллографа) тепловой шум имеет вид синусоиды с довольно медленно хаотически меняющейся амплитудой. Это наблюдается в функционирующем детекторе «Улитка» [20], в котором регистрация возмущений пробного тела производится высокоэффективными пьезоэлементами, и преселекция шумов осуществляется несложным аналоговым фильтром с полосой 50 ÷ 100 Гц.

Можно оценить тепловой шум акустического резонатора на частотах ниже резонанса. В квазистатическом приближении ($\omega^2 \ll \omega_\mu^2$) из выражений (3), (9) находим

$$G_{XB}(f) = 4k_B T / Q M \omega_\mu^3. \quad (11)$$

Для пилотной модели детектора в данной области частот, включающей 1кГц, получаем оценку $[G_{XB}(f)]^{1/2} \cong 4 \cdot 10^{-18}$ см/Гц^{1/2}, которая несколько ниже оценки в работе [1]. Тепловой шум акустического резонатора заведомо меньше шума измерителя, что позволяет корректно

оценивать чувствительность последнего.

Оценим влияние флуктуаций мощности лазера, вызывающие вариации силы давления света на зеркала. В работе [21] представлена оценка флуктуаций мощности имеющегося лазера, изготовленного в ИЛФ СО РАН, а также представлено расчётное соотношение для флуктуаций силы давления света на зеркала в интерферометре Фабри-Перо, учитывающее энергетические потери:

$$G_f(f) = (K\Phi P_C/\pi c)^2 m_L, \quad (12)$$

где P_C - мощность несущей компоненты излучения, падающая на интерферометр, Φ – финесс (характеристика ширины полосы пропускания интерферометра), m_L - безразмерная спектральная плотность флуктуаций мощности лазера [18, 19]; K - контраст [1], обусловленный энергетическими потерями при отражениях излучения. Полагая $\Phi = 4500$, $K = 0,35$ [1]; $P_C = 0,5$ Вт, $m_L \cong 10^{-12}$ Гц⁻¹ [19, 21], для пилотной модели находим:

$$G_f(f) \cong 7 \cdot 10^{-25} \text{ Н}^2/\text{Гц}. \quad (13)$$

Данное воздействие может быть сравнено силой Найквиста (4): $G_B(f) = 4k_B T H_\mu = 4k_B T (M\omega_\mu/Q)$. Для значений $M = 20$ кг, $\omega_\mu^2 = 2\pi \cdot 5 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$, $Q = 1,7 \cdot 10^4$ [1], следует оценка: $G_B(f) \cong 6 \cdot 10^{-18} \text{ Н}^2/\text{Гц}$. Численными оценками показано, что в пилотной модели обратное флуктуационное влияние измерителя на пробное тело пренебрежимо мало. Это является следствием исключительно высокой жесткостью акустического резонатора. Для варианта детектора, представленного в работе [12], эффект обратного флуктуационного воздействия является значимым, и представлены соответствующие оценки. В работе [13] для подавления флуктуаций мощности лазера используется дополнительная стабилизация; в схему введён специальный электрооптический модулятор. В данных конструкциях отсутствует жесткое крепление зеркал, применен «механический трансформатор смещений», снижающий требования к чувствительности схемы регистрации.

В конструкции пилотной модели ОГРАН также имеются элементы с относительно невысокой жесткостью. Это элементы крепления зеркал. Рассмотрим флуктуационные колебания этих элементов. Тепловые колебания элементов вне резонанса определяются выражением (11). Для ориентировочных значений $\omega_{\mu m} \cong (2\pi) \cdot 10^4$ кГц, $m \cong 15$ г, $Q_m = 100 \div 2500$ находим $[G_{XB}(f)]^{1/2} \cong (6 \div 1,3) \cdot 10^{-16} \text{ см}/\text{Гц}^{1/2}$. Такие флуктуации не создают помех испытаниям измерителя при настоящем уровне его чувствительности.

Возможна регистрация и экспериментальное уточнение уровня теплового шума элемента крепления зеркала. Оценим шум элемента на его резонансной частоте. Используя выражение (10), находим: $[G_{XB}(f)]^{1/2} \cong (0,7 \div 3) \cdot 10^{-13} \text{ см}/\text{Гц}^{1/2}$. Если чувствительность измерителя не падает резко вне области рабочих частот (1÷5) кГц, данные шумовые пики на частотах ~10 кГц могут быть зарегистрированы. При высоких добротностях они не должны перекрываться. Ширина пиков оценивается значениями (4÷100) Гц, что снижает требования к разрешению анализатора спектра. Результаты данных измерений могут рассматриваться как дополнительная информация, полученная методом регистрации спектров шумов. Могут быть определены собственные частоты элементов крепления $\omega_{\mu m}$, что даёт возможность дать независимую оценку динамического параметра k_m . Возможно уточнение уровня теплового шума в области (1÷5) кГц.

Оценим смещения элементов крепления зеркал под воздействием стохастической силы давления света. Как и в работе [21], оценим статическую жесткость элементов крепления: $K_{\mu m} = m(\omega_{\mu m})^2 \cong 6 \cdot 10^7 \text{ Н}/\text{м}$. Выражение для спектральной плотности смещений на низких частотах имеет вид: $G_{Xf}(f) = G_f(f)/(K_{\mu m})^2$. С учетом оценки (13) находим: $G_{Xf}(f)^{1/2} \cong 1,4 \cdot 10^{-16} \text{ см}/\text{Гц}^{1/2}$. Для данных не очень жестких осцилляторов данные флуктуации сопоставимы с тепловыми. В резонансе спектральная плотность в Q_m раз больше; для $Q_m = 2500$ находим оценку $[G_{Xf}(f)]^{1/2} \cong 3,5 \cdot 10^{-13} \text{ см}/\text{Гц}^{1/2}$, также практически совпадающую с оценкой для теплового шума. При увеличении статического давления излучения на зеркала данный эффект становится доминирующим. Так, при $\Phi = 5 \cdot 10^4$ [22] численная оценка может быть увеличена на порядок, и эти флуктуации могут быть зарегистрированы в спектре шумов.

Чувствительность лазерных измерителей малых колебаний

Рассмотрим измеритель малых колебаний как отдельный функциональный узел детектора гравитационных волн. Как видно из выражения (7) измеритель (sensor) механических смещений характеризуется спектральной плотностью приведённого входного шума G_{XS} . Величина G_{XS} однозначно характеризует пороговый сигнал (чувствительность, разрешение) измерителя. Для варианта сенсора, представленного в теоретической части работы [1], из выражений (5), (7) находим ($\omega = 2\pi f$):

$$G_{XS}(f) = B \frac{\hbar\omega_e}{\pi\eta P_0} \left(\frac{\lambda}{N}\right)^2 \quad (14)$$

Данный измеритель описан в монографии [3], с использованием которой можно показать, что в выражении (14) отсутствует зависимость от частоты ω . Используя параметры [1] $\lambda = 1,06 \cdot 10^{-4}$ см, $N = 10^3$, $\eta = 0,5$, $P_0 = 1$ Вт, $B = 1$, находим оценочные значения параметра G_{XS} и соответствующее минимально обнаружимому среднеквадратичному смещению x_N :

$$(G_{XS})^{1/2} \cong 3,5 \cdot 10^{-17} \text{ см/Гц}^{1/2}, \quad x_N \cong 3,5 \cdot 10^{-17} (\Delta f)^{1/2} \text{ см.}$$

Данная оценка подтверждает заключение о высокой потенциальной чувствительности измерителя [3], позволяющей обойтись без «трансформатора смещений» [12, 13].

В работе [22] представлено выражение для чувствительности измерителя в явном виде:

$$N_e(\omega) = B \frac{\hbar\omega_e}{\eta W} \left(\frac{\lambda}{4\Phi}\right)^2, \quad N_e(f) = B \frac{\pi\hbar\omega_e}{8\eta W} \left(\frac{\lambda}{\Phi}\right)^2, \quad (15)$$

где $N_e(\omega) = G_{XS}$, $W = P_0$.

В выражения (14), (15) входят параметры интерферометра N и Φ . Определим соотношение между ними. В работе [10] представлено определение: $N \equiv 1/(1-r)$, где r – коэффициент отражения, единый для обоих зеркал интерферометра. Ширина резонансной кривой интерферометра по уровню -3 Дб определяется параметром Φ : $\Phi = \pi/(1-r^2)$ [23, 24]. Тогда имеется связь: $\Phi \cong \pi/2(1-r) = (\pi/2)N$.

Выражение (14) преобразуется к виду ($\omega = 2\pi f$): $G_{XS}(f) = B(\pi/4)(\hbar\nu/\eta P_0)(\lambda/\Phi)^2$, отличающемуся от выражения (15) коэффициентом «2».

В работе [1] наряду со значением $N = 1000$ в экспериментальной части приводится значение $F = 4500$. С использованием этого значения из (14) получаем откорректированную оценку: $(G_{XS})^{1/2} \cong 10^{-17}$ см/Гц^{1/2}. В работе [22] сообщается о достижении значения $\Phi = 5 \cdot 10^4$. Ему соответствует оценки

$$(G_{XS})^{1/2} \cong 10^{-18} \text{ см/Гц}^{1/2}, \quad x_N \cong 10^{-18} (\Delta f)^{1/2} \text{ см.} \quad (16)$$

В работах [1, 3, 10, 11] принято за основу определённое концептуальное предложение по регистрации малых смещений, предполагающее размещение рабочей точки на склоне резонансной кривой. В проекте ОГАН измеритель смещений построен по другой, усложнённой схеме [1], основанной на технике Паунда-Драйвера-Холла (ПДХ) [23, 24], применяемой в технике стабилизации частоты лазеров.

Используется внутренняя фазовая модуляция (ФМ) излучения лазера с последующей демодуляцией. Система АПЧ обеспечивает в динамике совмещение частоты лазера с частотой резонанса интерферометра, и сигнальные эффекты оказываются закодированными в изменении частоты излучения лазера. В работе [25] представлен анализ чувствительности данного варианта измерителя [24], в котором выходным сигналом являются вариации частоты излучения $\delta\nu_L$; выписано предельно достижимое выражение для порогового сигнала:

$$x_N = \frac{\lambda}{8\Phi} \left(\frac{\hbar\omega_e}{\eta P_C} \Delta f \right)^{1/2}, \quad G_{XS}(f) = \frac{\hbar\omega_e}{64\eta P_C} \left(\frac{\lambda}{\Phi} \right)^2, \quad (17)$$

где P_C – мощность несущей спектральной компоненты модулированного излучения.

В измерителе ПДХ флуктуации мощности эффективно подавлены выбором достаточно

высокой частоты внутренней модуляции; остаточные ВЧ флуктуации дают добавку к фотонному шуму не более 2 Дб. Демодуляция выполняется специальным частотным дискриминатором. Аналогичная схема регистрации применена в работе [12]. В работах [26, 27] рассмотрен шумовой вклад дискриминаторного канала обработки частотно-модулированного сигнала; из анализа следуют условия достаточного снижения вклада данного источника фотонного шума. Функциональная схема измерителя в подробностях представлена в работе [27].

Выражение (17) при формальной замене $P_C \approx W$ и при $B = 1$ практически совпадает с (15). С точки зрения потенциальной чувствительности анализ, представленный в сообщениях [25, 26] не содержит научной новизны; видимо, поэтому он не был принят во внимание в работе [1].

Анализ чувствительности, проделанный в работах [10,11], принимает во внимание один источник шума схемы регистрации – дробовый шум фотоэлектронов. Поэтому соответствующие оценки (16) оптимистичны. В работе [25] был введён в рассмотрение основной технической источник шума: флуктуации частоты лазера. Было выписано соотношение:

$$(x_N)^2 = (L/v)^2 (S_v/K_{OC})^2 \Delta f, \quad (18)$$

где L - длина (база) интерферометра, $v = c/\lambda$ - оптическая частота, S_v - спектральная плотность собственных флуктуаций частоты лазера, K_{OC} - коэффициент усиления в петле обратной связи (глубина ОС).

В сообщении [26] был опубликован результат измерения величины S_v и было обосновано требование существенного углубления ОС и доведения значения K_{OC} до величины 1000 на частоте порядка 1 кГц. с целью достижения чувствительности на уровне $x_N \cong 10^{-15}(\Delta f)^{1/2}$ см. В работе [1] также уделено внимание указанному источнику шума: произведены измерения величин, входящих в выражение (18); составлен соответствующий прогноз чувствительности измерителя.

Содержание проекта ОГРАН может быть разделено на научную и техническую части. Научное содержание проекта ОГРАН сосредоточено в основополагающем выражении для чувствительности детектора гравитационных волн [1], и в вариантах (14), (15) формулы, характеризующей чувствительность измерителя малых колебаний, которая не являющейся новой [3]. Формула сформировала стратегию построения измерителя в Проекте ОГРАН. Так как чувствительность возрастает с увеличением мощности W , было сформулировано требование по возможному увеличению мощностью излучения лазера, составившему 2 Вт; были заказаны блоки фотоприёмников из 16 фотодиодов, способных выдерживать большую мощность; для оценок в работе [1] выбрано значение $W = 1$ Вт. Чувствительности резко возрастает с увеличением параметра Φ (финесс). С применением импортных зеркал данный параметр был доведён до значения $5 \cdot 10^4$ [22]. Последнее означает, что ширина резонансного пика интерферометра Фабри-Перо по уровню -3 Дб составила 6 кГц, то есть для частоты сигнала 3кГц крутизна преобразования составляет 0,7 от её значения на частотах $0 \div 1$ кГц.. Это значит, что дальнейшее увеличение данного параметра нецелесообразно. Итогом мер по увеличению параметров W и Φ стала научная предельная оценка (16), образовался значительный разрыв между реализованными значениями чувствительности и теоретическими прогнозами. Значительную неопределенность в теоретический прогноз вносит феноменологический фактор B в выражениях (14), (15).

На этапе сокращения разрыва между теорией и экспериментом научное содержание Проекта ОГРАН переходит инженерно-техническое. На данном этапе развития Проекта решается задача рассмотрения параметров конкретной схемной реализации, учета технических источников шума. В первую очередь были рассмотрены флуктуации частоты лазера. Требование увеличения глубины обратной связи (ОС) до значения 10^3 составило основу Технического задания (ТЗ) для ИЛФ СО РАН по проекту ОГРАН. Данные рабочие материалы впоследствии были отражены в сообщениях [25,26]. Следствием повышения глубины ОС стала необходимость увеличения быстродействия системы стабилизации

частоты лазера [28]. Для этого в интерферометр лазера разработчиками был введён электрооптический кристалл (ЭОК), была сформирована специальная частотно-фазовая характеристика каскадов усиления блока АПЧ лазера, обеспечивающая устойчивость к самовозбуждению при высокой глубине ОС. В описательной части работы [1] отражено введение в лазер ЭОК, в соответствии с ТЗ уделено особое внимание значению глубины ОС на частоте 1 кГц. Вопросы подавления частотных флуктуаций лазера подробно рассмотрены в работе [27], включающей все материалы сообщения [26]; обоснована необходимость использования в измерителе второго, дискриминаторного канала.

Таким образом, в связи с формулировкой специфических требований относительно самостоятельной задачи прецизионных измерений малых механических колебаний были приняты необходимые меры по доработке схемотехнических решений систем стабилизации частоты лазера. На современном этапе работ, в основном, решена задача перевода проекта ОГРАН с научного уровня на инженерно-технический. Результатами инженерно-физического анализа являются расчётные соотношения, содержащие чётко определяемые параметры и обоснованные предложения по реализации требуемых параметров прибора с перспективой их улучшения.

Факторы снижения преобразования сигнала

Реальные значения чувствительности измерителя далеки от теоретических прогнозов. Это стимулирует интерес к факторам, формирующим чувствительность: крутизне преобразования сигнала и источниками шума. В дополнение к шуму фотоэлектронов и флуктуациям частоты лазера, фотонному шуму ЧД рассмотрены собственный шум фотоприёмника и оценён вклад электронного предварительного усилителя [25].

При создании чувствительных регистрирующих устройств параметры преобразования сигнала доводятся до расчётных значений в первую очередь, так как их легче контролировать. Шумы контролируются во вторую очередь. Были определены параметры входных цепей электронной схемы и проанализированы результаты измерений крутизны преобразования сигнала. Они были сопоставлены с расчётными соотношениями, вытекающими из теоретического анализа [25]. Было обнаружено весьма значительное отличие значения крутизны дискриминаторной кривой от прогнозируемого. В работе [1] приведены текущие значения крутизны для обоих интерферометров оптоэлектронной схемы.

Первой причиной расхождения значений крутизны, очевидно, является упрощённое, идеализированное модельное описание интерферометра Фабри-Перо, представленное в работе [24]. Не учитывались энергетические потери при отражениях. Данный фактор был предварительно исследован и оценен численно в работе [21]. Так, модель, описывающая интерферометр, была усложнена предположением, что зеркала характеризуются также параметром a , характеризующим рассеяние энергии. Идеальный интерферометр [24] характеризуется нулевым отражением излучения, падающего на него в резонансе (режим «тёмного пятна»). Этот эффект определил слишком простой вид формулы (17), не содержащей такого важного параметра, как глубина модуляции излучения. В реальности, отражение всегда имеется. В работе [1] введён феноменологический параметр K , называемый «контрастом», задаваемый соотношением: $P_{OUT}(\omega) = P_{IN} (1-K)$, где P_{IN} и P_{OUT} - мощности падающего и отражённого лучей в резонансе. Параметр K связан с энергетическими потерями. В работе [21] обнаружена и представлена связь между параметрами a и K , представлена аналитическая зависимость крутизны преобразования сигнала от значения контраста K . Анализ потенциальной чувствительности (по шуму фотоэлектронов) измерителя не был целью работы, поэтому не была выписана формула для порогового сигнала, подобная (15), (17).

Расчётное соотношение предлагается выписать в следующем виде:

$$x_{Na} = \frac{\lambda}{8\Phi\gamma_a} \left(\frac{\hbar\omega_e}{\eta P_C} F_a \Delta f \right)^{1/2} \quad (19)$$

Здесь γ_a - фактор снижения преобразования сигнала, $\gamma_a = 1 - (1 - K)^{1/2}$; при $K \leq 1/3$ [1] имеем: $\gamma_a \cong K/2$. Фактор F_a определяет увеличение шума за счет отраженной мощности на несущей частоте в «сером пятне»: $F_a = 1 + (1 - K)/2n$, где $n = P_S/P_C$, P_S - мощность боковой спектральной компоненты модулированного излучения. Для идеальной модели ($K = 1$) имеем $\gamma_a = F_a = 1$.

Представленный фактор объясняет один порядок ($2/K$) в снижения преобразования и порогового сигнала, что недостаточно. Имеется версия чисто радиотехнического, аппаратного фактора снижения крутизны. Анализ влияния данного фактора не является актуальным для Предприятия-Заказчика. Однако, имея в виду перспективу совершенствования прибора, и в стремлении оказания безотлагательного содействия Исполнителю, анализ предлагается вниманию.

Эффект, является особенностью техники ПДХ. В схеме АПЧ имеется внутренняя фазовая модуляция (ФМ) с частотой 8 МГц [1]. Она сопровождается паразитной амплитудной модуляцией (АМ); фотодиоды регистрируют АМ, составляющую (0,3 -2)% [21], которую невозможно устранить оптическими методами.

Оценим влияние данной помехи на электрические цепи, следующие за фотоприёмником. Пусть на блок из 4-х фотоприёмников [1] падает мощность излучения 200 мВт. При эффективном квантовом выходе $\eta = 0,5$ постоянная составляющая фототока составляет 85 мА. Амплитудная модуляция мощности в 1% приводит к возникновению переменной компоненты тока с амплитудой 0,85 мА на частоте 8 МГц. На сопротивлении нагрузки, составляющем 200 Ом, падает напряжение помехи 170 мВ. Помеху нельзя отделить частотным фильтром. Так как система АПЧ работает в режиме нуль-индикатора для частоты несущей, сигнальное напряжение составляет доли микровольта. Шум в полосе частот до 20 МГц не превышает 1 мВ на сопротивлении нагрузки.

Ориентировочное значение коэффициента усиления по напряжению предварительного высокочастотного (ВЧ) усилителя (элемент 3 на Рис.1) составляет 30. Тогда на его выходе помеха составит около пяти вольт по амплитуде. Это напряжение вместе с сигналом и шумами поступает на вход синхронного детектора (СД). На другой вход СД поступает опорное напряжение той же частоты с амплитудой не более 5 вольт.

Преобразование сигнала в синхронном детекторе, как и в стандартном преобразователе частоты, осуществляется с использованием квадратичного члена нелинейной характеристики полупроводникового диода. В синхронном детекторе (СД) используется кольцевой балансный смеситель на 4-х диодах. В нормальном режиме работы смесителя-преобразователя входной сигнал мал в сравнении с опорным. Помеха перегружает СД, выводит его из линейного режима, существенно снижает его коэффициент передачи для сигнала и ВЧ шума. Снижается коэффициент передачи при преобразовании, что становится значимым вклад шума усилительного каскада, следующего за СД. Данный источник шума в норме не принимается во внимание, так как правильно выбранный, достаточно большой коэффициент усиления предварительного каскада 3 компенсирует значительное снижение сигнала на пассивном смесителе-преобразователе.

Простейшим путём подавления эффекта перегрузки синхронного детектора является снижение мощности, падающей на фотоприёмник. Из значений параметров: $P_C = 5$ мВт, $\Phi = 4500$, $K = 0,35$, $n = 0,2$, следует удовлетворительный прогноз (13): $x_N \cong 2 \cdot 10^{-16} (\Delta f)^{1/2}$ см. Однако, расчетные соотношения для крутизны преобразования сигнала требуют экспериментальной проверки, и формулы (17), (19) не учитывают дополнительных источников шума. Так, при малой падающей мощности становятся значимыми вклады собственного шума фотоприёмника и шума преусилителя 3.

Для борьбы с помехой возможно использование простых компенсационных схем. Их эффективность не может быть высокой, так как уровень паразитной модуляции не стабилен. Предлагается схема, в которой компенсирующие ВЧ напряжения для обеих квадратурных компонент помехи автоматически сводят к нулю амплитуду помехи на входе СД. Схема использует особенности системы электронного управления частотой излучения лазера.

В работе [1] отражена схмотехническая особенность реализованной оптоэлектронной схемы: перестройка частоты лазера осуществляется несколькими управляющими элементами. Так, в области низких частот (0÷5 кГц) перестройка осуществляется с помощью пьезокерамических пакетов, укреплённых на зеркалах лазерного резонатора. На высоких частотах работает электрооптический кристалл (ЭОК), размещённый внутри лазерного резонатора. Осуществлено частотное разделение каналов управления; при этом обеспечена устойчивость системы АПЧ. Схема АПЧ, содержащая элементы перестройки частоты (драйверы), представлена на Рис.1.

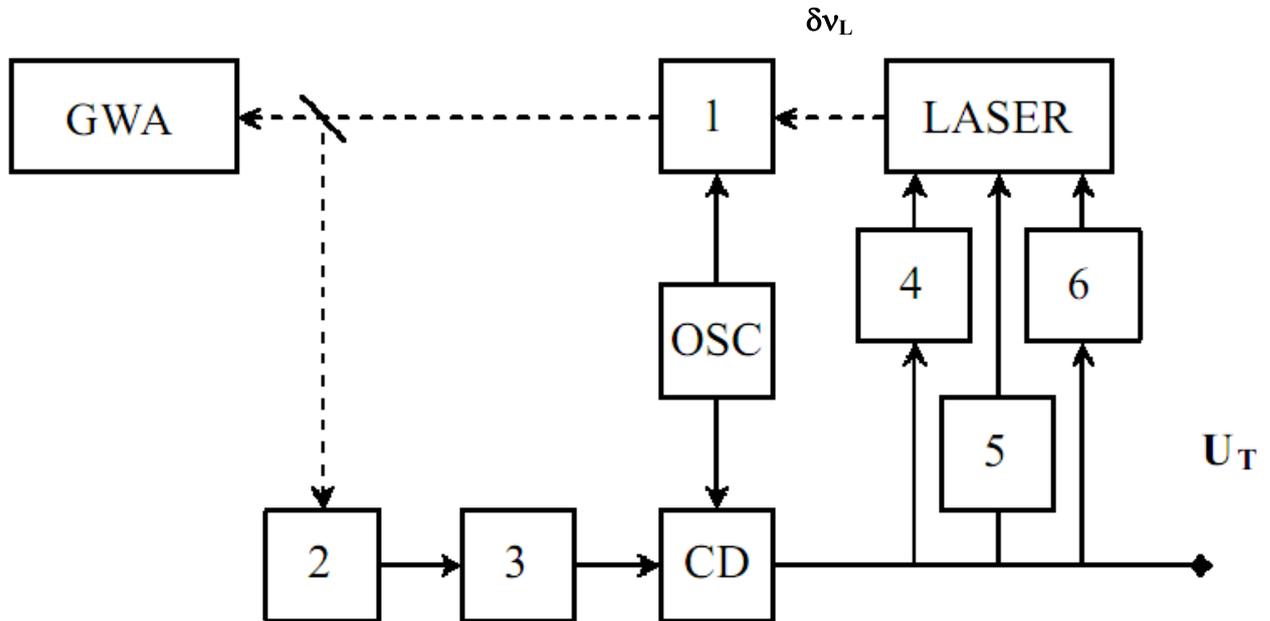


Рис.1. Функциональная схема системы АПЧ лазера измерителя ОГРАН.

1 - электрооптический фазовый модулятор, 2 – ВЧ фотоприемник, 3 – ВЧ усилитель, 4-6 частотные фильтры и сервоусилители, OSC – опорный ВЧ генератор и фазовращатель, CD - синхронный детектор

Данное схмотехническое решение является достижением ИЛФ. Каждое из двух зеркал установлено на своём пьезопакете. Один имеет относительно большую толщину и позволяет осуществлять перестройку частоты лазера в широком диапазоне при значительных тепловых уходах частоты акустического резонатора. Из-за высокой входной электрической ёмкости и низкой частоты механического резонанса данный пьезопакет не работоспособен на средних частотах. Второй пьезопакет - среднечастотный. Разделение данных рабочих частотных областей также обеспечивается цепями коррекции сервоусилителей. Совместное воздействие трёх элементов управления может быть представлено аналитически в соответствии с формализмом, применённым в работах [25-27]. Результирующая вариация частоты $\delta\nu_L$ лазера представляется выражением, входящим в систему уравнений, описывающих сигнал и шумы в системе АПЧ [27]:

$$\delta\nu_L = \delta\nu_N + (\beta_1 K_{21} + \beta_2 K_{22} + \beta_3 K_{23}) U_T.$$

Здесь $K_{2i}(f)$ - параметры сервоусилителей, β_i – параметры пьезопакетов и ЭОК; U_T - напряжение на выходе системы ОС АПЧ; случайный процесс $\delta\nu_N(t)$ представляет флуктуации частоты лазера.

Предлагаемая модифицированная схема АПЧ содержит управляемые делители ВЧ опорного напряжения, подключённые к двум синхронным детекторам (Рис.2):

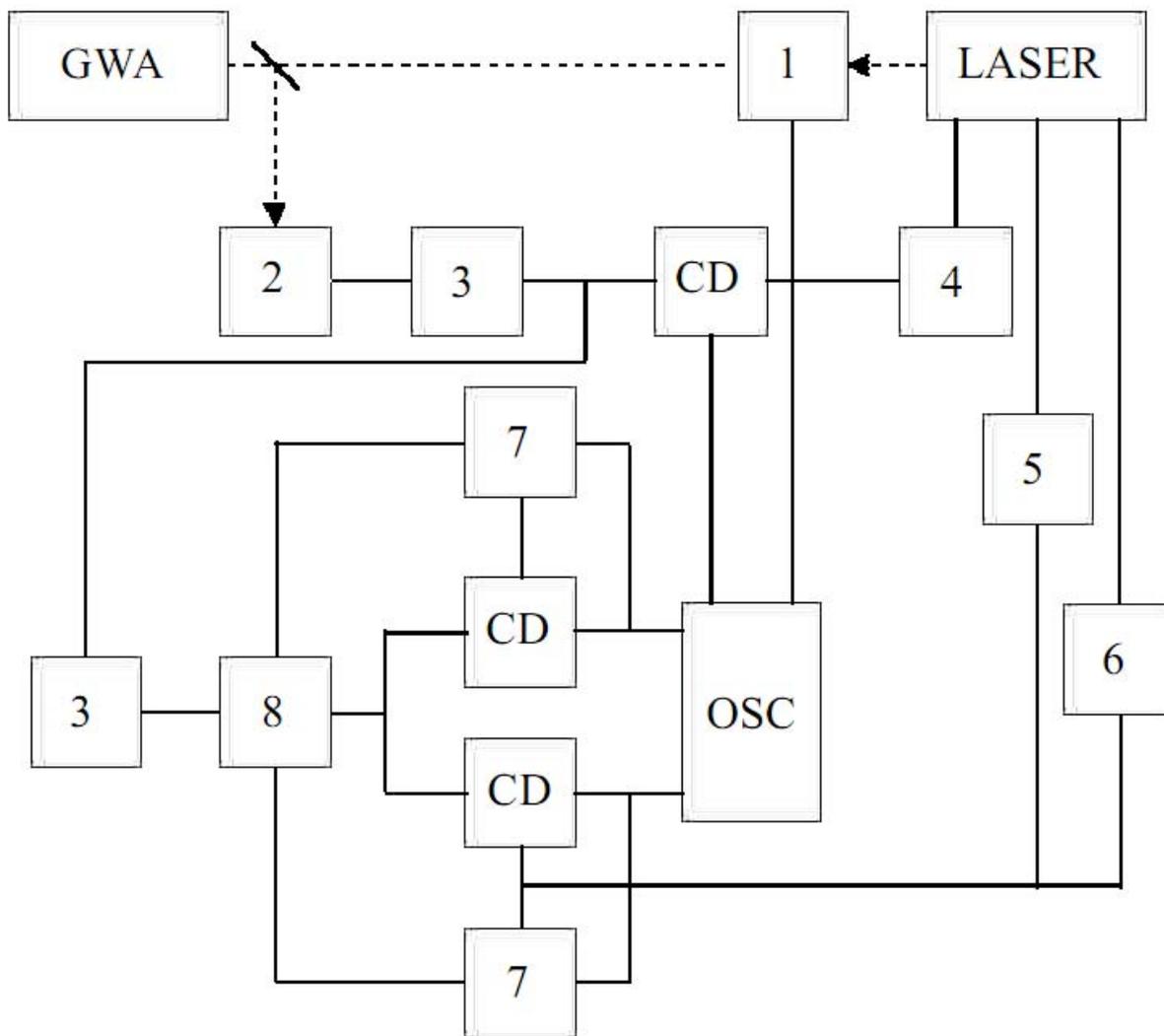


Рис.2. Модифицированная функциональная схема системы АПЧ лазера.

1 - электрооптический фазовый модулятор, 2 – ВЧ фотоприемник, 3 – ВЧ усилитель, 4-6 – частотные фильтры и сервоусилители, 7 – ФНЧ и управляемый аттенуатор, 8 – вычитающий операционный ВЧ усилитель, OSC – опорный ВЧ генератор и фазовращатели, CD - синхронный детектор.

Такие аттенуаторы используются в устройствах стабилизации выходного напряжения генераторов. При компенсации утрачивается информация о составляющей, обеспечивающей отслеживание квазистатических тепловых уходов частоты акустического резонатора. Для исполнения данной функции предлагается использовать дополнительные функциональные элементы. Предусматривается формирование отдельного канала для обработки квазистатических уходов частоты, включающего «медленный» управляющий пьезопакет. Частота разделения каналов должна быть $(100 \div 200)$ Гц. Это необходимо для эффективного подавления повышенного уровня шума «медленного» канала на рабочей частоте 1,3 кГц. Возможно изменение схемы: использование отдельного фотоприёмника с малой мощностью засветки для обработки медленных уходов частоты; к данному каналу не предъявляются требования высокой чувствительности.

Список литературы

[1]. Безруков Л.Б., Квашнин Н.Л., Руденко В.Н., Скворцов М.Н. и др. // Приборы и техника эксперимента. 2010. №3. С. 111.

- [2]. Брагинский В.Б., Руденко В.Н. //УФН. 1970. Т.100. № 3, С. 395
- [3]. Брагинский В.Б. //Физические эксперименты с пробными телами. М.: Наука, 1970. 136 с.
- [4]. Брагинский В.Б., Манукин А.Б., Попов Е.И., Руденко В.Н. //ЖЭТФ. 1974. Т.66. С. 801-811.
- [5]. Крысанов В.А., Руденко В.Н., Хорев А.А. //Проблемы теории гравитации и элементарных частиц. Вып. 8. М.: Атомиздат. 1977. С. 195
- [6]. Брагинский В.Б., Митрофанов В.П., Руденко В.Н. //Приборы и техника эксперимента. 1971, №4, С. 241
- [7]. Крысанов В.А., Куклачев М.И., Руденко В. Н. //Приборы и техника эксперимента. 1979, № 4, С.240
- [8]. Крысанов В.А., Руденко В. Н. // Приборы и техника эксперимента. 1984. № 3. С. 199
- [9]. Бичак И., Руденко В. Н. // Гравитационная волны в ОТО и проблема их обнаружения. М.: Изд-во МГУ. 1987. 264 с.
- [10]. Кулагин В.В., Полнарёв А.Г., Руденко В.Н. // ЖЭТФ. 1986. С. 1553.
- [11]. Gusev A.V., Kulagin V.V., Rudenko V.N. // Gravitation & Cosmology. 1996. No. 2. P. 68.
- [12]. Conti L., Cerdonio M., Taffarello L. et al. // Rev. Sci. Instrum. 1998. Vol. 69. 554.
- [13]. Conti L., De Rosa M., Marin F. et al. // Jour. Appl. Phys. 2003. Vol. 93. P. 3589.
- [14]. Гусев А.В., Руденко В.Н. // Радиотехника и электроника. 1976. Т. 21. С. 1865
- [15]. Гусев А.В., Руденко В.Н. // ЖЭТФ. 1977. Т. 72. С. 1217
- [16]. Брагинский В.Б., Панов В.И., Петников Г.В., Попельнюк В. Д. // ПТЭ. 1977. №1. С. 234.
- [17]. Брагинский В.Б., Панов В.И., Попельнюк В.Д. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 33. С. 423.
- [18]. Хайкин Н.Ш., Юрист Б.В. // Радиотехника и электроника, 1971, т.16, №3, с.373
- [19]. Хайкин Н.Ш., Юрист Б. В. // Радиотехника и электроника. 1974. Т. 19. С. 1852
- [20]. Гусев А.В., Кулагин В.В., Орешкин С.И., Руденко В.Н. и др. // Астрономический журнал. 1997. Т. 74. № 2. С. 287
- [21]. Krysanov V.A. // Gravitation & Cosmology. 2011. Vol. 17. №1, P. 97
- [22]. Popov S.M., Samoilenko A.A., Cheprasov S.A., Yudin I.S. // Gravitation and Cosmology. 2011. Vol. 17. №1. P. 94
- [23]. Drever R.W.P. et al. // Appl. Phys. B. 1983. Vol. 31. P. 97.
- [24]. Black E.D. // Am. J. Phys. 2001/. V.69. №1, P. 79
- [25]. Крысанов В.А. // In Proc. of Int. Meeting "PIRT". Moscow, 2 - 5 July 2007/ Edited by M.C. Duffy et al - Moscow: BMSTU, 2007. - P.55
- [26]. Krysanov V.A. // In Tech.Digest of V Int.Symp. "Modern problems of laser physics" (MPLF 2008), Novosibirsk, Russia, Aug.24-30,2008. - P. 168.
- [27]. Krysanov V.A // In Proc. of Int. Meeting "PIRT". Moscow, 6 - 9 July 2009/ Edited by M.C. Duffy et al - Moscow: BMSTU, 2009. - P.241
- [28]. Okhapkin M.V., Skvortsov M.N., Belkin A.M. et al. // Opt. Commun. 2002. V. 203. P. 359.