

# О пределе теплового шума высокостабильных оптических резонаторов

Н.О.Жаднов, К.С.Кудеяров, Д.С.Крючков, И.А.Семериков, К.Ю.Хабарова,  
Н.Н.Колачевский

*Рассматриваются два метода уменьшения предела тепловых шумов, ограничивающего достижимую стабильность частоты лазеров, стабилизированных по внешнему высокочастотному резонатору Фабри–Перо. Это увеличение длины резонатора и использование материалов с высокой механической добротностью для изготовления его составных частей. Приводятся результаты численного моделирования горизонтальной и вертикальной систем подвеса тела резонатора и его восприимчивости к вибрациям в этих случаях. Обсуждается также прогресс в создании ультрастабильных лазерных систем на основе криогенных кремниевых резонаторов.*

**Ключевые слова:** ультрастабильные резонаторы, тепловые шумы, устойчивость резонаторов к вибрациям.

## 1. Введение

Разработка лазерных источников со спектральной шириной линии излучения менее 1 Гц является важнейшим направлением в современной физике высокоточных измерений. Изначально нацеленные на выполнение задач прецизионной спектроскопии, эти исследования в значительной степени обеспечили прогресс в области стандартов частоты и стимулировали развитие новых направлений, таких как детектирование гравитационных волн [1], изучение межчастичных взаимодействий в квантовых газах [2] и создание фемтосекундных гребенок оптических частот [3]. Ультрастабильные лазеры используются для спектроскопии сверхузких часовых переходов в оптических стандартах частоты на ансамблях атомов [4] и одиночных ионах [5]. На временах усреднения, меньших времени подготовки ансамбля частиц и измерения, стабильность оптических часов полностью определяется стабильностью частоты излучения лазера. На больших временах ограничивать стабильность часов может эффект Дика [6], также определяемый уровнем шумов лазерного излучения. При нестабильности частоты излучения лазера  $\sim 10^{-15}$  вклад эффекта Дика может оказаться существенно большим, чем фундаментальное ограничение, накладываемое квантовым шумом [7]. В связи с этим дальнейшее развитие оптических стандартов частоты, направленное на достижение точности и стабильности на уровне  $10^{-18}$  и лучше, требует более эффективной стабилизации частоты излучения лазера [8].

Н.О.Жаднов, К.С.Кудеяров, Д.С.Крючков, И.А.Семериков, К.Ю.Хабарова. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: kseniakhabarova@gmail.com  
Н.Н.Колачевский. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; ФГУП «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений», Россия, Московская обл., 141570 Менделеево; Российский квантовый центр, Россия, 143025 Москва, Сколково, ул. Новая, 100

Поступила в редакцию 21 февраля г., после доработки – 16 марта 2017 г.

Важнейшим элементом ультрастабильной лазерной системы является пассивный монокристаллический высокочастотный резонатор Фабри–Перо с максимально стабильным расстоянием между зеркалами. Частота излучения лазера стабилизируется при помощи петли обратной связи по пику пропускания резонатора. Наиболее распространенным вариантом стабилизации частоты по моде внешнего резонатора является хорошо зарекомендовавший себя фазово-модуляционный метод Паунда–Драйвера–Холла [9]. Лучшие на настоящий момент показатели относительной нестабильности частоты лазерного излучения на временах усреднения 1–100 с составляют  $\sim 10^{-17}$  и получены с использованием кремниевого криогенного резонатора [10] и резонатора из ULE-стекла длиной  $\sim 0.5$  м [11].

В настоящей работе мы рассматриваем особенности использования подобных резонаторов в ультрастабильных лазерных системах. В разд.2 и 3 обсуждается предел тепловых шумов, ограничивающий стабильность резонаторов, и методы понижения этого фундаментального предела. В разд.4 и 5 представлены последние результаты по созданию ультрастабильных лазеров для оптического стандарта частоты на атомах стронция.

## 2. Влияние тепловых шумов на стабильность резонатора

Стабильность частоты  $\nu$  собственных мод резонатора Фабри–Перо в первую очередь определяется стабильностью расстояния между его зеркалами  $\hat{L}$ :

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = -\frac{\Delta\hat{L}}{\hat{L}}. \quad (1)$$

Относительное смещение зеркал резонатора может происходить из-за флуктуаций длины тела резонатора в результате изменения температуры или вибраций, однако их влияние можно эффективно подавить, изолировав резонатор от внешних возмущающих факторов. Фундаментальное ограничение на стабильность расстояния между зеркалами накладывает тепловое движение частиц тела интерферометра (тепловой шум).

Табл.1. Предельная относительная нестабильность частоты собственной моды резонатора из-за тепловых шумов.

| Материал тела/подложки/покрытия   | Температура резонатора (К) | Длина тела резонатора (мм) | Относительная нестабильность частоты* | Вклад тела (%) | Вклад подложки (%) | Вклад покрытия (%) |
|---|----------------------------|----------------------------|---------------------------------------|----------------|--------------------|--------------------|
| ULE-стекло/ULE-стекло/<br>(SiO <sub>2</sub> /Ta <sub>2</sub> O <sub>5</sub> ) | 297                        | 77.5                       | $8.7 \times 10^{-16}$                 | 0.5            | 65                 | 34                 |
| ULE-стекло/кварц/<br>(SiO <sub>2</sub> /Ta <sub>2</sub> O <sub>5</sub> )      | 297                        | 77.5                       | $4.9 \times 10^{-16}$                 | 2              | 1                  | 97                 |
| ULE-стекло/кварц/<br>(SiO <sub>2</sub> /Ta <sub>2</sub> O <sub>5</sub> )      | 297                        | 480                        | $6.8 \times 10^{-17}$                 | 11             | 1                  | 88                 |
| Кремний/кремний/<br>(SiO <sub>2</sub> /Ta <sub>2</sub> O <sub>5</sub> )       | 124                        | 77.5                       | $2.2 \times 10^{-16}$                 | $10^{-3}$      | 0.1                | 99.9               |

\* Уменьшение относительной нестабильности частоты из-за тепловых шумов до  $10^{-16}$  может обеспечить использование более добротных материалов, снижение рабочей температуры и увеличение длины резонатора.

В формуле (1)  $\hat{L}$  – это не абсолютное расстояние между геометрическими центрами двух зеркал, которое невозможно стабилизировать с точностью  $10^{-15}$ , а обобщенная координата, характеризующая длину резонатора. Можно показать [12], что сдвиг фазы лазерного пучка с профилем интенсивности излучения  $g(r)$  при его отражении от поверхности зеркала, искаженной тепловыми колебаниями, выражается как

$$\Delta\phi(t) = \int_S g(\mathbf{r}) \mathbf{k} \mathbf{u}(\mathbf{r}, t) d^2r. \quad (2)$$

Здесь интеграл берется по поверхности зеркала  $S$ ;  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор точки на поверхности зеркала;  $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$  – смещение точки зеркала с координатой  $\mathbf{r}$  от невозмущенного положения;  $\mathbf{k}$  – волновой вектор падающего излучения, направленный вдоль перпендикулярной поверхности зеркала оси  $z$ . Используя сдвиг фазы  $\Delta\phi(t)$ , можно ввести величину «эффективного» смещения поверхности одного из зеркал вдоль оси  $z$ :

$$U_z(t) = \frac{\Delta\phi(t)}{|k|} = \int_S g(\mathbf{r}) u_z(\mathbf{r}, t) d^2r. \quad (3)$$

Несмотря на то что зеркало резонатора представляет собой сложный объект с множеством колебательных степеней свободы, его влияние на фазу лазерного излучения можно характеризовать при помощи одной обобщенной координаты (3). Рассчитать спектральную плотность мощности тепловых флуктуаций величины  $U_z(t)$  можно, используя флуктуационно-диссипационную теорему и подход, предложенный в работе [13]. Формулы для спектральной плотности мощности тепловых шумов зеркал  $G_m$  и тела резонатора  $G_{sp}$  приведены в [14]:

$$G_m(f) = \frac{4k_B T}{2\pi f} \frac{1 - \sigma_{sub}^2}{\sqrt{\pi} E_{sub} w_0} \frac{1}{Q_{sub}} \times \left( 1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1 - 2\sigma_{sub}}{1 - \sigma_{sub}} \frac{Q_{sub}}{Q_{coat}} \frac{D}{w_0} \right), \quad (4)$$

$$G_{sp}(f) = \frac{4k_B T}{2\pi f} \frac{L}{3\pi R^2 E_{sp}} \frac{1}{Q_{sp}}, \quad (5)$$

где  $E$  – модуль Юнга;  $Q$  – механическая добротность;  $\sigma$  – коэффициент Пуассона; индексы  $sp$ ,  $sub$  и  $coat$  обозначают параметры материалов тела резонатора, подложки зер-

кал и отражающего покрытия соответственно;  $f$  – частота;  $k_B$  – постоянная Больцмана;  $T$  – температура;  $D$  – толщина отражающего покрытия;  $w_0$  – радиус пучка излучения на зеркале;  $L$  и  $R$  – длина и радиус тела резонатора. Пересчитать полную спектральную мощность шумов  $G_{tot}(f) = 2G_m(f) + G_{sp}(f)$  в относительную нестабильность частоты моды можно по формуле [15]

$$\sigma_y = \frac{\sqrt{2 \ln 2} \sqrt{f G_{tot}(f)}}{L}. \quad (6)$$

Рабочую температуру резонатора выбирают исходя из положения его «нулевой точки», т.е. температуры, при которой коэффициент теплового расширения материала равен нулю. Это позволяет получать минимальную чувствительность расстояния между зеркалами интерферометра к температурным флуктуациям. Результаты расчетов предельной относительной нестабильности частоты моды для различных материалов и размеров резонатора приведены в табл.1. Видно, что почти для всех рассчитанных конфигураций вклад тела резонатора не является существенным, и стабильность, в основном, определяется тепловыми шумами зеркал.

### 3. Уменьшение предела нестабильности частоты, вызванной тепловыми шумами

Среди методов уменьшения тепловых шумов можно выделить два – уменьшение амплитуды самих тепловых шумов и уменьшение влияния тепловых шумов на стабильность длины резонатора.

Амплитуда тепловых колебаний определяется удельным количеством теплоты, содержащимся в системе, и ее способностью к диссипации [13]. Для уменьшения амплитуды можно понижать рабочую температуру резонатора и использовать для изготовления его составных частей материалы с высокой механической добротностью – кристаллические сапфир и кремний, кварц и др. [10, 11, 16]. В этом направлении перспективным также представляется переход от повсеместно используемых диэлектрических высокоотражающих покрытий из SiO<sub>2</sub>/Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> к кристаллическим из AlGaAs/GaAs, обладающим большей механической добротностью  $Q$  [17].

Одним из способов подавления влияния тепловых флуктуаций на длину резонатора является увеличение расстояния между его зеркалами. Во-первых, относительная нестабильность частоты уменьшается с увеличением длины в соответствии с (6). Во-вторых, в более длинном

резонаторе увеличивается радиус пятен  $TEM_{00}$  моды на зеркалах, определяемый следующими выражениями:

$$w_{01} = \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^{1/2} [L(R_1 - L)]^{1/4}, \quad (7)$$

$$w_{02} = \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^{1/2} \frac{L^{1/4} R_1^{1/2}}{(R_1 - L)^{1/4}}. \quad (8)$$

Формулы (7) и (8) приведены для моды резонатора Фабри–Перо длиной  $L$ , состоящего из плоского зеркала и вогнутого сферического зеркала с радиусом кривизны  $R_1$ . Увеличение пятна моды на зеркале способствует, в соответствии с (3), большей стабильности значения  $U_z(t)$  вследствие большей площади усреднения тепловых колебаний по поверхности зеркала.

#### 4. Метод конечных элементов для моделирования систем подвеса и определения вибрационной устойчивости длинных резонаторов

Традиционным материалом для создания высокодобротных резонаторов является ULE-стекло, имеющее «нулевую точку» вблизи комнатной температуры. Спектральные ширины линий излучения лазерных систем, стабилизированных по ULE-резонаторам длиной около 10 см, достигают 0.5 Гц. Характерной особенностью резонаторов из ULE-стекла является практически линейный дрейф частоты на уровне 0.1–1 Гц/с, вызванный рекристаллизацией материала. Хорошая линейность дрейфа позволяет вычесть его и получить относительную нестабильность  $\sim 10^{-15}$  на временах усреднения 1–10 с [18]. Для дальнейшего повышения стабильности частоты тепловые шумы небольших резонаторов становятся преградой. Предел нестабильности  $10^{-15}$  был преодолен при использовании длинных монокристаллических резонаторов массой  $\sim 20$  кг с расстоянием между зеркалами  $\sim 0.5$  м [11, 19]. Очевидно, что увеличение длины резонатора повышает его чувствительность к вибрациям, а также к флуктуациям и однородности температуры. Проектирование и создание длинных монокристаллических резонаторов является сложной научно-технической задачей.

Для спектроскопии часового перехода в стронциевых оптических часах, работа по созданию которых ведется во ВНИИФТРИ [20], нами разрабатываются две лазерные системы, в которых лазерные источники излучения на длине волны 698 нм стабилизируются по внешним опорным резонаторам из ULE-стекла с длинами 480 мм в горизонтальной и вертикальной конфигурациях. Подложки зеркал планируется выполнить из кварца, что позволит понизить предел нестабильности частоты из-за тепловых шумов до  $6.8 \times 10^{-17}$  (см. табл. 1). Необходимость создания двух ультрастабильных систем обусловлена необходимостью сличения частот их излучения и определения индивидуальных характеристик каждой из систем [15].

При создании систем стабилизации с длинными ULE-резонаторами особенно остро встают вопросы колебаний температуры и вибрационной устойчивости резонаторов. Для каждой конфигурации необходимо спроектировать систему подвеса, минимально восприимчивую к внешним вибрациям.

Два типа деформаций зеркал под действием внешних сил влияют на длину резонатора: повороты и смещения (трансляции) [21]. Количественный анализ упругих деформаций опорных резонаторов методом конечных элементов [19] оказывается очень полезным для решения задачи оптимизации – поиска таких положений точек опоры, в которых одновременно становятся равными нулю смещения и наклоны зеркал резонатора. Вообще, для описания вибрационной восприимчивости необходим полный динамический анализ движения резонатора под действием периодических возмущающих сил на различных частотах, однако в нашем случае можно обойтись решением статической задачи по трем причинам. Во-первых, для наших систем наиболее значимы низкочастотные шумы (с частотами, меньшими 100 Гц), т.к. они плохо усредняются на интересующих нас малых и средних временах (1–100 с). Во-вторых, шумы на более высоких частотах достаточно хорошо подавляются при помощи коммерческих пассивных и активных систем виброизоляции. В-третьих, длина звуковой волны в материале резонатора значительно превышает его геометрические размеры. Это означает, что разные части резонатора колеблются в фазе, поэтому достаточно рассмотреть деформацию под действием постоянной «мгновенной» силы. Стоит отметить, что собственные частоты резонатора обычно превышают несколько килогерц, что дает возможность не учитывать резонансный характер колебаний в нашем рассмотрении.

Обозначим интересующую нас величину восприимчивости к вибрациям  $s$  и определим ее в соответствии с выражением

$$\frac{\Delta L}{L} = sa, \quad (9)$$

где  $a$  – ускорение. Зададимся целью рассчитать  $x$ -,  $y$ - и  $z$ -компоненты вектора  $s$ . Обозначим также восприимчивость, связанную с поворотом зеркала,  $s_t$ , а восприимчивость, связанную с наклоном зеркала,  $s_r$ . При этом  $s = s_t + s_r$ .

Одним из достоинств горизонтального расположения резонатора является его слабая восприимчивость к вертикальным возмущениям при расположении опор в так называемых точках Эйри (рис. 1, а). Поиск этих точек – хорошо известная задача в сопротивлении материалов, именно так располагаются опоры, поддерживающие эталон длины [22]. Возможность существования такого расположения, при котором смещение и угол наклона зеркал становятся равными нулю, можно понять из следующих рассуждений. В случае, когда точки подвеса находятся близко друг к другу, края резонатора прогибаются вниз под действием силы тяжести, а поверхности зеркал разворачиваются вверх. Если же опоры расположены близко к краям, то прогибается центральная часть тела интерферометра, а зеркала разворачиваются вниз. Очевидно, что должно существовать такое промежуточное положение опор, когда поверхности зеркал под действием вертикальной силы остаются параллельными друг другу. Аналогично, если выбрать в качестве опорной плоскости верхнюю грань резонатора, то его тело вытянется в перпендикулярном оптической оси направлении, и за счет коэффициента Пуассона зеркала придвинутся друг к другу. При опоре же на нижнюю грань они, наоборот, разъедутся. Таким образом, устойчивое положение всегда можно найти, оптимизируя глубину расположения опор  $d$  и расстоя-



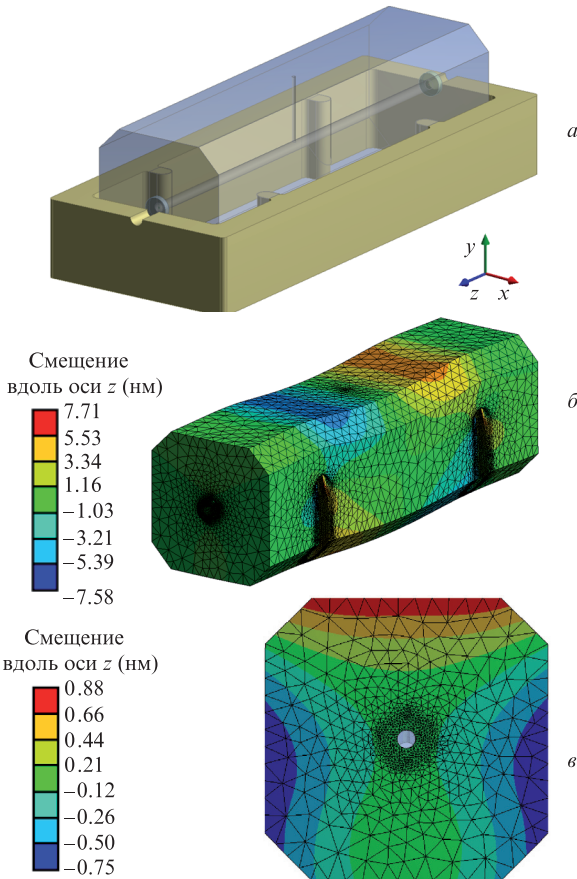


Рис.1. Модель вибрационно-устойчивой системы подвеса горизонтального ULE-резонатора: опоры находятся в точках Эйри (а), деформации горизонтального ULE-резонатора под действием силы тяжести (б, в). Цветные варианты рис.1 и 3 помещены на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

ние от них до торца резонатора  $l$  (рис.2,а). Из-за линейности закона Гука оптимальное расположение не зависит от величины силы, вызывающей упругую деформацию.

Смещение и поворот зеркал резонатора под действием постоянной силы тяжести моделировались методом конечно-элементного анализа. В расчетах использовалась пространственная сетка, состоящая из  $\sim 10^5$  тетраэдрических и призматических элементов. Моделирование проводилось при различных параметрах опор  $d$  и  $l$ . Зависимости вычисленных сдвигов и наклонов от координат опор показаны на рис.2,б.

Наши расчеты для горизонтального резонатора прямоугольного сечения длиной 480 мм позволили определить следующие оптимальные значения параметров положения опор:  $l = 98.68$  мм,  $d = 74.46$  мм. Деформации резонатора под действием силы тяжести при использовании оптимальных параметров  $l$  и  $d$  показаны на рис.1,б,в.

При вертикальном расположении резонатора он фиксируется в трех точках, расположенных эквидистантно в плоскости его центра масс (рис.3). Такая система подвеса обеспечивает равенство смещений верхнего и нижнего зеркал под действием вертикальных сил и, соответственно, высокую устойчивость к вибрациям в этом направлении. В отличие от горизонтального, тело вертикального интерферометра имеет симметричную цилиндрическую форму. Диаметр тела резонатора составляет 7 см, его длина – 48 см. Наиболее выгодной в смысле устойчивости к вибрациям является биконическая форма тела интер-

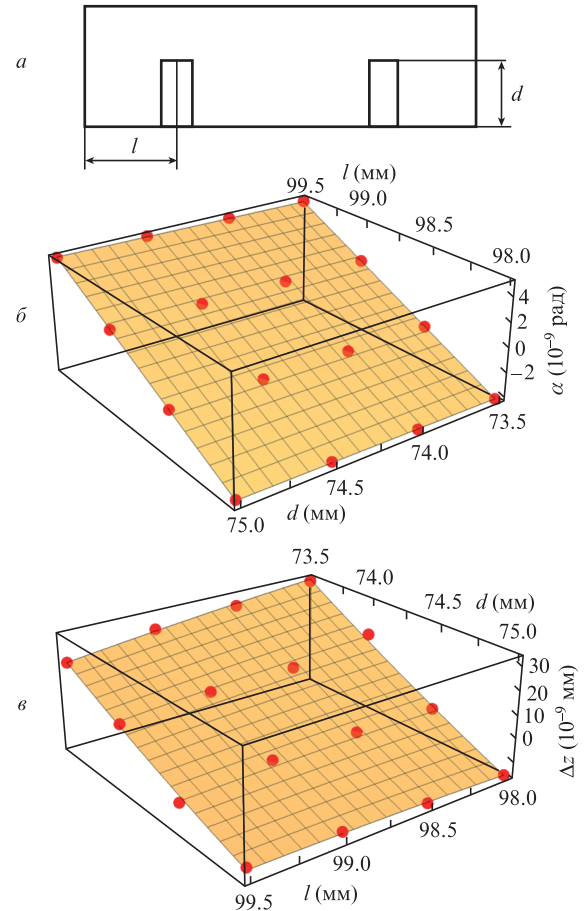


Рис.2. Оптимизируемые в ходе конечно-элементного моделирования параметры точек опор резонатора: глубина расположения опор  $d$  и расстояние от них до торца резонатора  $l$  (а), а также результаты моделирования: зависимости от параметров  $d$  и  $l$  угла наклона зеркал  $\alpha$  и смещения зеркал  $\Delta z$  при приложении силы тяжести (б). Точки и серые плоскости – результаты расчета и аппроксимации.

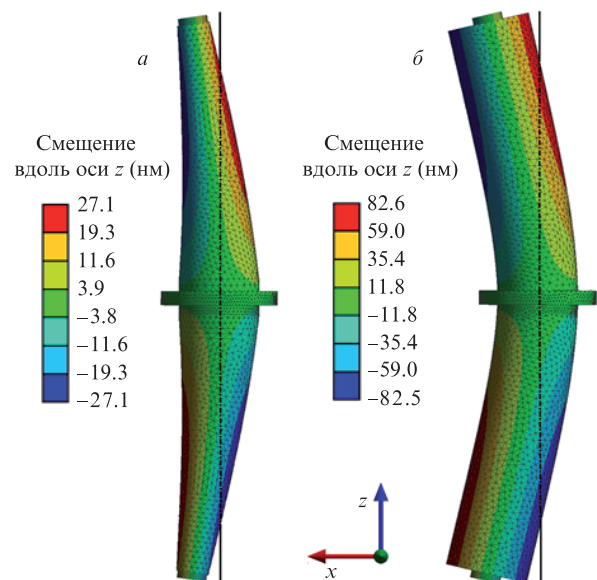


Рис.3. Деформации вертикального биконического (а) и цилиндрического (б) ULE-резонаторов под действием одинакового горизонтального ускорения, равного  $9.8 \text{ м/с}^2$ . Расчет показывает, что использование биконической формы понижает вибрационную восприимчивость в два раза.

Табл.2. Восприимчивости к вибрациям вертикального и горизонтального ULE-резонаторов длиной 480 мм. Приведены вклады в нестабильность, вызванные поворотами ( $\varphi$ ) и смещениями ( $t$ ) зеркал при приложении ускорений по осям  $x, y, z$  (см. рис.1, 3).

| ULE-резонатор               | Восприимчивость к вибрациям ( $1/g$ ) |                     |                     |                     |                     |                     |
|-----------------------------|---------------------------------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|
|                             | $s_{\varphi x}$                       | $s_{t x}$           | $s_{\varphi y}$     | $s_{t y}$           | $s_{\varphi z}$     | $s_{t z}$           |
| Вертикальный цилиндрический | $2 \times 10^{-8}$                    | $2 \times 10^{-8}$  | $2 \times 10^{-8}$  | $2 \times 10^{-8}$  | $8 \times 10^{-12}$ | $1 \times 10^{-10}$ |
| Горизонтальный              | $2 \times 10^{-10}$                   | $1 \times 10^{-10}$ | $4 \times 10^{-11}$ | $4 \times 10^{-11}$ | $2 \times 10^{-10}$ | $3 \times 10^{-10}$ |

ферометра, т.к. в подобной конфигурации наибольшая часть массы резонатора сосредоточена вблизи точек подвеса (рис.3).

Мы рассчитали вибрационную восприимчивость вертикального и горизонтального резонаторов к ускорениям, приложенным вдоль разных осей (табл.2). Восприимчивость ко всем видам возмущений не превышает  $3 \times 10^{-10}/g$ , за исключением восприимчивости вертикального резонатора к горизонтальным ускорениям. Этот показатель не должен стать фактором, ограничивающим стабильность резонатора, т.к. в лабораторных условиях горизонтальные ускорения обычно на несколько порядков меньше вертикальных.

## 5. Кремниевый резонатор

Одним из многообещающих материалов для высокочастотных оптических резонаторов является монокристаллический кремний, прозрачный для излучения с длинами волн от 1.1 до 6.7 мкм и имеющий превосходные механические характеристики. Относительная нестабильность частоты излучения лазерных систем, стабилизированных по кремниевым резонаторам, на сегодняшний день достигла рекордного показателя  $4 \times 10^{-17}$  на временах усреднения 1–1000 с [10]. Кроме того, отсутствие в кремнии процессов старения, обуславливающих дрейф частоты в ULE-резонаторах, открывает возможность создания лазерных систем с малым (не более 2 мкГц/с) дрейфом частоты [23]. При помощи фемтосекундного генератора оптических частот их стабильность может быть передана любому лазеру [24].

Нами проводятся исследования по созданию лазерных систем, излучающих на длине волны 1542 нм, стабилизированных по кремниевым резонаторам длиной 7.75 см, предел нестабильности частоты из-за теплового шума для которых составляет  $2.2 \times 10^{-16}$  при температуре, соответствующей «нулевой точке» кремния 124 К (табл.1). Использование длины волны телекоммуникационного диапазона (1.5 мкм) дает возможность передавать ультрастабильные сигналы по волоконным линиям на расстояния более 1000 км [25]. Охлаждение резонатора осуществляется при помощи разработанной нами криогенной системы на жидком азоте [26]. Резервуар с охладителем находится внутри вакуумной камеры, теплообмен с резонатором осуществляется тепловым излучением. Для поддержания уровня охладителя в резервуаре используется система производства и автоматического перелива жидкого азота. Чтобы исключить влияние возникающих при кипении азота вибраций на стабильность резонатора, резервуар полностью механически «развязан» с остальной частью вакуумной камеры. При температуре 124 К была измерена резкость  $F^*$  кремниевое резонатора для TEM<sub>00</sub> моды, составившая более 580000. Измерение осуществлялось путем регистрации затухания световой волны в резонаторе (ring-down) (рис.4).

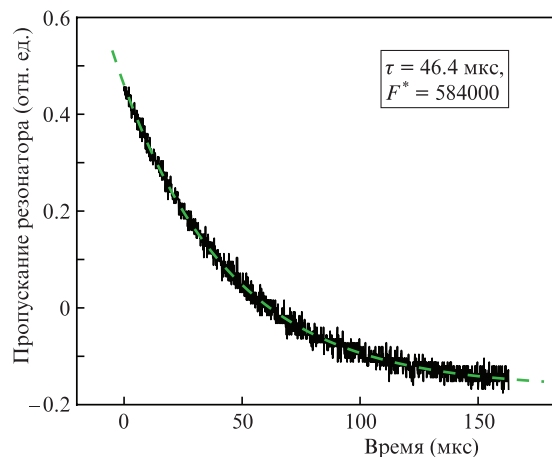


Рис.4. Измерение резкости резонатора  $F^*$  по времени затухания  $\tau$  пропускания резонатора после выключения лазерного излучения:  $F^* = 2\pi c t / (2L)$ .

При помощи кремниевого резонатора мы стабилизировали частоту излучения эрбиевого волоконного лазера на длине волны 1542 нм. Оптическая схема установки была аналогична приведенной в работе [18]. Сигнал медленной обратной связи подавался на пьезоактуатор, быстрой — на акустооптический модулятор. Это позволило получить ограниченную используемым PID-контроллером полную ширину петли около 100 кГц. Такой ширины петли обратной связи достаточно для стабилизации спектрально-узкого (менее 10 кГц) излучения волоконного лазера с брэгговской решеткой.

На пути к достижению предела тепловых шумов (thermal noise limit) серьезной проблемой могут стать различные шумы электроники, а также остаточная амплитудная модуляция лазерного излучения. Для реализации метода Паунда–Древера–Холла осуществляется фазовая модуляция излучения лазера электрооптическим модулятором (ЭОМ). Нестрогое совмещение плоскости поляризации света и необыкновенной оси ЭОМа приводит к паразитной амплитудной модуляции излучения, глубина которой может меняться из-за температурных колебаний, что будет вносить дополнительную нестабильность в систему стабилизации частоты. В работе [27] было показано, что активная компенсация амплитудной модуляции за счет подачи обратной связи на ЭОМ позволяет снизить ее вклад в нестабильность частоты излучения до уровня, определяемого тепловыми шумами и ниже. В дальнейшем нами также планируется применение данного метода.

## 6. Заключение

Исследование и разработка ультрастабильных лазерных систем является одной из ключевых задач при создании оптических стандартов частоты и линий передачи

оптических частот, а также при генерации радиочастотных полей с высокой кратковременной стабильностью в задачах радиофоники. Высокочастотные оптические резонаторы дают возможность стабилизировать частоту излучения лазеров с остаточной относительной нестабильностью  $\sim 10^{-17}$ , фундаментальное ограничение на которую накладывают тепловые шумы. Выполнен цикл исследований по созданию лазерных систем, стабилизированных по резонаторам с низким пределом нестабильности частоты из-за тепловых шумов. Для достижения высокой стабильности частоты были использованы два подхода: увеличение длины резонатора и применение новых материалов. Показано, что для исследуемых и разрабатываемых конфигураций резонаторов относительная нестабильность частоты излучения, соответствующая пределу из-за тепловых шумов, находится на уровне  $\sim 10^{-16}$ . Исследованы и оптимизированы системы крепления резонаторов, показано, что достижимая восприимчивость резонаторов к ускорениям равна  $\sim 10^{-10}/g$ . Создаваемые системы будут использоваться в оптическом стандарте на нейтральных атомах стронция во ВНИИФТРИ для опроса часового перехода на  $\lambda = 698$  нм и для стабилизации частоты излучения фемтосекундного синтезатора оптических частот.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 16-29-11723).

1. Kwee P., Bogan C., Danzmann K., et al. *Opt. Express*, **20** (10), 10617 (2012).
2. Chin C., Grimm R., Julienne P., Tiesinga E. *Rev. Mod. Phys.*, **82** (2), 1225 (2010).
3. Udem T., Reichert J., Holzwarth R., Hänsch T.W. *Opt. Lett.*, **24** (13), 881 (1999).
4. Bloom B.J., Nicholson T.L., Williams J.R., et al. *Nature*, **506** (7486), 71 (2014).
5. Chou C.W., Hume D.B., Koelemeij J.C.J., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 070802 (2010).
6. Quessada A., Kovacich R.P., Courty I., et al. *J. Opt. B: Quantum Semiclass.*, **5** (2), 150 (2003).
7. Itano W.M., Bergquist J.C., et al. *Phys. Rev. A*, **47** (5), 3554 (1993).
8. Jiang Y.Y., Ludlow A.D., Lemke N.D., et al. *Nat. Photon.*, **5** (3), 158 (2011).
9. Drever R.W.P., Hall J.L., Kowalski F.V., et al. *Appl. Phys. B*, **31** (2), 97 (1973).
10. Matei D.G., Legero T., Häfner S., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **118** (26), 263202 (2017).
11. Häfner S., Falke S., Grebing C., et al. *Opt. Lett.*, **40** (9), 2112 (2015).
12. Gillespie A., Raab F. *Phys. Rev. D*, **52** (2), 577 (1995).
13. Levin Yu. *Phys. Rev. D*, **57** (2), 659 (1998).
14. Numata K., Kemery A., Camp J. *Phys. Rev. Lett.*, **93** (25), 250602 (2004).
15. Риле Ф. *Стандарты частоты. Принципы и приложения* (М.: Физматлит, 2009).
16. Storz R., Braxmaier C., Jäck K., et al. *Opt. Lett.*, **23** (13), 1031 (1998).
17. Cole G.D., Zhang W., Martin M.J., et al. *Nat. Photon.*, **7** (8), 644 (2013).
18. Alnis J., Matveev A., Kolachevsky N., et al. *Phys. Rev. A*, **77** (5), 53809 (2008).
19. Martin M.J. *Quantum Metrology and Many-Body Physics: Pushing the Frontier of the Optical Lattice Clock* (PhD dissertation, University of Colorado, 2013).
20. Бердасов О.И., Грибов А.Ю., Белотелов Г.С. и др. *Квантовая электроника*, **47** (5), 400 (2017) [*Quantum Electron.*, **47** (5), 400 (2017)].
21. Millo J., Magalhães D.V., Mandache C., et al. *Phys. Rev. A*, **79** (5), 53829 (2009).
22. Phelps F.M. *Am. J. Phys.*, **34** (5), 419 (1966).
23. Hagemann C., Grebing C., Lisdat C., et al. *Opt. Lett.*, **39** (17), 5102 (2014).
24. Hagemann C., Grebing C., Kessler T., et al. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **62** (6), 1556 (2013).
25. Droste S., Udem T., Holzwarth R., Hänsch T.W. *Comptes Rendus Physique*, **16** (5), 524 (2015).
26. Жаднов Н.О., Масалов А.В., Сорокин В.Н. и др. *Квантовая электроника*, **47** (5), 1 (2017) [*Quantum Electron.*, **47** (5), 1 (2017)].
27. Zhang W., Martin M.J., Benko C., et al. *Opt. Lett.*, **39** (7), 1980 (2014).