

Вклад температурных дрейфов в нестабильность частоты кремниевых резонаторов Фабри–Перо

Н.О.Жаднов, Г.А.Вишнякова, К.С.Кудеяров, Д.С.Крючков, К.Ю.Хабарова,
Н.Н. Колачевский

Анализируется вклад дрейфа температуры вблизи нулевой точки теплового расширения кремния в относительную нестабильность частоты кремниевого резонатора. Оптическим способом измерен коэффициент теплового расширения кремния в области нулевой точки $T_0 = 123$ К. Показано, что нестабильность частоты, вызываемая наблюдаемыми в эксперименте дрейфами температуры резонатора, не превышает предела тепловых шумов на интервалах усреднения до 20 с.

Ключевые слова: ультрастабильные резонаторы, монокристаллический кремний, оптический метод измерения коэффициента теплового расширения, дрейф температуры, относительная нестабильность частоты.

1. Введение

Прогресс в области создания ультрастабильных лазерных систем как инструментов в задачах прецизионных измерений сегодня служит стимулом для развития многих областей науки. Такие современные эксперименты, как измерение зарядового радиуса протона по данным спектроскопии атома водорода [1], поиск дрейфа постоянной тонкой структуры [2], детектирование топологических дефектов массы как одной из форм тёмной материи [3], детектирование гравитационных волн [4, 5] и т. д. были бы невозможны без использования лазеров с субгерцевой спектральной шириной линии излучения. Необходимо также отметить, что в основе современных оптических стандартов частоты на одиночных ионах или ансамблях ультрахолодных атомов лежит ультрастабильный лазер, частота которого периодически (с характерным периодом 1 с) подстраивается к частоте спектрально узкого и хорошо исследованного «часового» перехода, что обеспечивает точность стандарта частоты и его стабильность на больших временах [6, 7]. Сердцем ультрастабильной лазерной системы является высокодобротный опорный резонатор Фабри–Перо, изолированный от воздействий всевозможных возбуждающих факторов, благодаря чему стабильность его длины очень высока.

Н.О.Жаднов, Г.А.Вишнякова, К.С.Кудеяров, Д.С.Крючков. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

К.Ю.Хабарова. 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; 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 12 марта 2019 г., после доработки – 27 марта 2019 г.

Частота излучения лазера, стабилизированного по центру пика пропускания (или отражения) такого резонатора, например методом Паунда–Драйвера–Холла [8], также оказывается высокостабильной.

Ультрастабильный резонатор Фабри–Перо представляет собой пару соосных зеркал, закреплённых методом оптического контакта на теле резонатора, фиксирующем расстояние между зеркалами и имеющем осевое отверстие. Материалы тела и зеркал, их геометрическая форма и размеры выбираются такими, чтобы снизить влияние колебаний температуры и внешних вибраций, а также минимизировать предел тепловых шумов. Подробно тепловые шумы тела и зеркал ультрастабильных резонаторов рассмотрены в [8], мы приведём лишь оценочную формулу, демонстрирующую влияние основных факторов на предельно достижимую нестабильность резонатора в целом:

$$\sigma_y \sim \frac{T^{1/2} \varphi_{\text{coat}}^{1/2}}{L^{5/4} \lambda^{1/2} E_{\text{sub}}^{1/2}}, \quad (1)$$

где σ_y – значение девиации Аллана при времени усреднения 1 с; T – температура резонатора; φ_{coat} – угол потерь (обратная добротность) материала отражающих покрытий; L – длина резонатора; λ – длина волны излучения; E_{sub} – модуль Юнга материала подложек зеркал резонатора. Данная формула отражает вклад в нестабильность частоты тепловых шумов отражающих покрытий, который является доминирующим для большинства конфигураций резонаторов.

Сегодня наиболее распространёнными материалами для создания ультрастабильных резонаторов является стекло ULE, которое производится методом газопламенного осаждения и представляет собой кварцевое стекло с примесью оксида титана, а также ситалл [9]. Важное отличительное свойство стекла ULE состоит в наличии нулевой точки теплового расширения в диапазоне комнатных температур, что в случае стабилизации в ней температуры резонатора позволяет сильно уменьшить чувствительность частоты моды к малым уходам температуры. Долгое время наилучшие характеристики демонстри-

ровали системы с использованием именно таких резонаторов [10, 11], однако, начиная с 2012 г., было показано, что кремниевые резонаторы могут на порядки превосходить резонаторы из ULE по предельно достижимой стабильности, определяемой тепловыми шумами. В первую очередь это связано с более высокой механической добротностью кристаллического кремния [12]. Кроме того, в кремниевых резонаторах отсутствуют некоторые недостатки, присущие стеклянным: практически отсутствует линейный дрейф частоты, вызванный старением материала [13], что обусловлено наличием кристаллической структуры и высокой теплопроводностью, нет смещения нулевой точки [14], технология производства монокристаллического кремния в России более доступна, чем производство аналогов ULE.

Перспективы повышения стабильности лазерных систем на основе резонаторов ULE связаны в основном, в соответствии с формулой (1), с увеличением их длины [11]. Это, очевидно, имеет разумные технические ограничения, а также предъявляет более строгие требования к системе температурной стабилизации и к подвесу резонатора [15]. На этом фоне кремниевые резонаторы выглядят более перспективно – коэффициент теплового расширения кремния обращается в нуль при температурах около 124 и 17 К и очень низок в диапазоне температур 0–4 К [16]. Снижение температуры приводит также к понижению предела теплового шума резонатора. Особенностью кремниевых систем является возможность их использования для стабилизации только лазеров ближнего ИК диапазона (1.2–15 мкм), что определяется окном прозрачности кремниевых подложек зеркал, через которые должно пройти излучение. В ряде приложений это оказывается удобным, поскольку спектральная область 1.5 мкм широко используется в телекоммуникациях [17] и соответствует длине волны эрбиевых лазеров, в том числе фемтосекундных [18].

В ведущих лабораториях мира лазерные системы на основе кремниевого резонатора сегодня играют роль высокостабильного опорного генератора (по аналогии с водородным стандартом в радиочастотном диапазоне), по которому с помощью фемтосекундного делителя частоты дополнительно стабилизируются часовые лазеры в различных диапазонах длин волн для спектроскопии того или иного атома или иона. Так, использование лазера, дополнительно стабилизированного по криогенному кремниевому резонатору, в оптических часах на атомах стронция позволило достигнуть рекордного значения относительной нестабильности частоты (6×10^{-19}) за время усреднения 1 ч [7].

Достижение уровня тепловых шумов – задача, включающая в себя множество подзадач, которые можно разделить на две группы: подавление факторов, влияющих на стабильность длины резонатора, и подавление факторов, мешающих точной привязке, – шумов петли обратной связи. В настоящей статье рассмотрен и исследован вклад в нестабильность частоты кремниевых резонаторов дрейфа температуры вблизи нулевой точки теплового расширения кремния 124 К.

2. Влияние колебаний температуры на нестабильность частоты

В лаборатории ФИАНа нами были созданы две идентичные системы для стабилизации частоты лазеров NKT

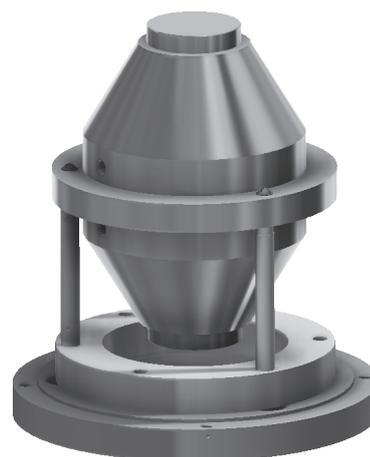


Рис.1. Кремниевый резонатор биконической формы с опорой в плоскости центра масс.

Photonics Koheras Adjustik с длиной волны излучения $\lambda = 1.542$ мкм по пику пропускания криогенных кремниевых резонаторов (рис.1) с диэлектрическими зеркалами. Наличие идентичных систем позволяет проводить поиск нулевой точки теплового расширения, а также исследовать относительную нестабильность частоты лазерных систем. Стабилизация частоты излучения лазера к моде TEM₀₀ резонатора осуществляется методом Паунда–Дривера–Холла, спектральная ширина резонансного пика составляет 3.5 кГц. Длина резонатора $L = 78$ мм, что соответствует межмодовому расстоянию FSR = 1.92 ГГц. Фазовые шумы на высоких (до 100 кГц) частотах подавляются высокочастотной компонентой сервосигнала, которая управляет частотой акустооптического модулятора, расположенного непосредственно после лазера, поскольку в схеме лазера отсутствует возможность быстрой модуляции частоты излучения. Медленные уходы частоты компенсируются низкочастотной пьезоподвижкой, меняющей длину резонатора волоконного лазера. Упрощённая схема эксперимента приведена на рис.2. Кремниевые резонаторы помещены в высоковакуумные криостаты (рис.3) при давлении $\sim 10^{-9}$ мбар. Охлаждение резонаторов производится за счёт радиационного теплообмена с азотной ёмкостью через два тепловых экрана из анодированного алюминия 2 и 3 (рис.3), на них же установлены датчики температуры – термосопротивления РТ100 в четырёхконтактной схеме. Стабилизация к нужному значению температуры осуществляется при помощи нагревателя на экране 3. Реализованная таким образом схема криостата позволяет эффективно изолировать резонатор от флуктуаций температуры окружающей среды при сравнительно малом потреблении жидкого азота по сравнению с проточными схемами [12].

Для нахождения нестабильности частоты моды резонатора, связанной с дрейфами температуры, необходимо определить нестабильность температуры тела резонатора и ее влияние на нестабильность частоты. Для преобразования нестабильности температуры в нестабильность частоты требуется знать коэффициент теплового расширения кремния в окрестности нулевой точки, что, в свою очередь, можно определить по зависимости частоты моды резонатора от температуры. Прямые измерения температуры резонатора в нашей системе не могут быть выполнены, т. к. установка датчика температуры на тело резонатора неизбежно привела бы к увеличению температурной

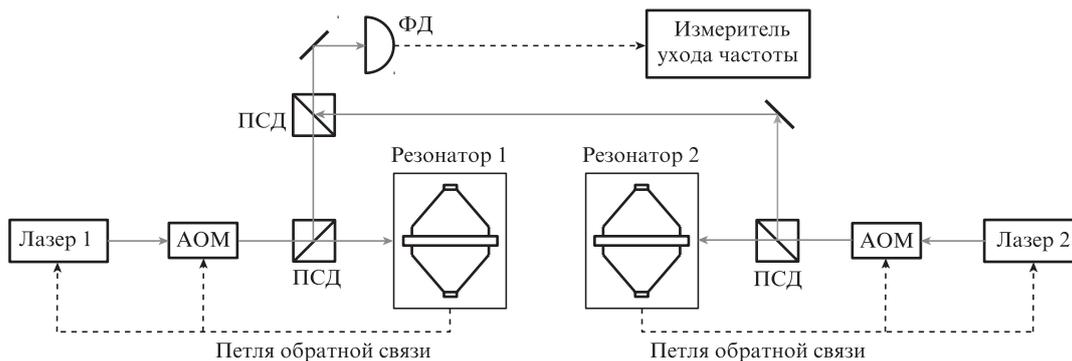


Рис.2. Упрощённая схема стабилизации и измерения частоты: АОМ – акустооптический модулятор; ПСД – поляризационный светоделитель; ФД – фотодиод.

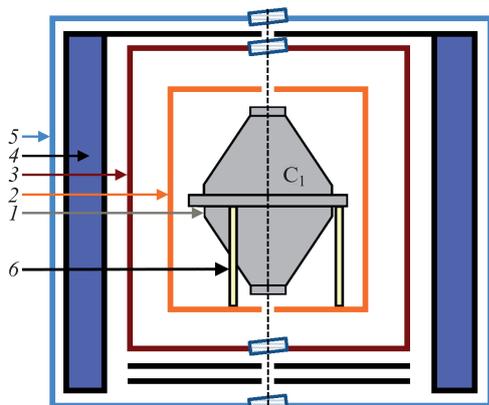


Рис.3. Схема криостата:

1 – резонатор из монокристаллического кремния; 2 – пассивный тепловой экран; 3 – активный тепловой экран; 4 – экран с жидким азотом; 5 – внешняя стенка криостата; 6 – ножка резонатора из ПEEK; штриховая линия – оптическая ось резонатора.

и вибрационной чувствительности. В связи с этим мы восстановили временной ход температуры резонатора расчётными методами исходя из показаний температуры экрана 2 и начальной температуры резонатора.

Уравнение теплообмена для экрана 2 и резонатора записывается в следующем виде:

$$C_1 \dot{T}_1(t) = \beta [T_2^4(t) - T_1^4(t)] + \gamma [T_2(t) - T_1(t)]. \quad (2)$$

Здесь $C_1 = 132$ Дж/К – теплоёмкость кремниевго резонатора; T_1 и T_2 – температуры резонатора и теплового экрана 2; коэффициент β отвечает за интенсивность теплообмена излучением, а γ – за теплообмен по ножкам, на которых установлен резонатор, за счёт их теплопроводности. Значение β зависит от альбедо поверхностей экрана и резонатора, от их форм и взаимного расположения и рассчитывается согласно [19]. Коэффициент γ характеризует скорость передачи тепла по трём опорам (рис.3) из керамического материала с низкой теплопроводностью (ПEEK). В нашем случае $\beta = 7.29 \times 10^{-10}$ Вт/К⁴, $\gamma = 2.60 \times 10^{-4}$ Вт/К. В диапазоне температур 100–300 К вклад излучения в теплообмен более чем на порядок превышает вклад теплопроводности. В соответствии с уравнением (2) временная зависимость температуры резонатора была рассчитана по показаниям температуры экрана 2 в процессе охлаждения криостата от комнатной температуры до азотной. Начальные температуры резонатора и ближайшего к нему теплового экрана в начальный момент времени счи-

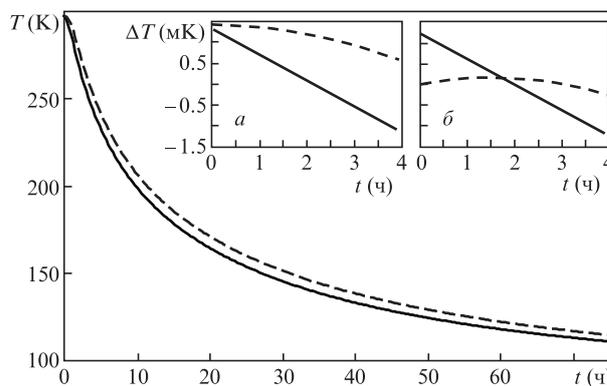


Рис.4. Охлаждение криостата от комнатной температуры до азотной. Сплошная кривая — измеренная зависимость температуры экрана 2 от времени, штриховая кривая – восстановленный в соответствии с уравнением (2) временной ход температуры тела резонатора. На вставках: температурный дрейф экрана 2 (сплошная кривая) и расчётный дрейф температуры резонатора (штриховая кривая) в режиме стабилизации температуры, когда начальные температуры экрана 2 и резонатора одинаковы (а) и когда они различаются на 1 мК (б).

тались равными. Полученная зависимость температуры от времени показана на рис.4. Видно, что температура тела резонатора следует за температурой экрана 2 с некоторой задержкой.

Особый интерес представляет диапазон температур 120–126 К, включающий в себя нулевую точку. Для вычисления коэффициента теплового расширения в этом диапазоне была измерена частота сигнала биений f_{beat} между излучением лазеров, стабилизированных по моде резонаторов 1 и 2 в описанном выше процессе охлаждения (см. рис.2). Температура резонатора 2 поддерживалась постоянной и равной 123.5 К, что соответствует ранее найденному для него значению нулевой точки. Полученные данные и их интерполяция полиномами третьего порядка показана на рис.5, из которого видно, что при некоторой температуре частота биений имеет экстремум. Далее для коэффициента теплового расширения строится его зависимость от температуры (рис.6),

$$\alpha = \frac{d \ln L}{dT} = - \frac{d \ln f_{beat}}{dT}, \quad (3)$$

и вычисляется значение нулевой точки T_0 , приблизительно равное 123 К. Ошибка в определении температуры расчётным методом в силу неточности модели (2) может

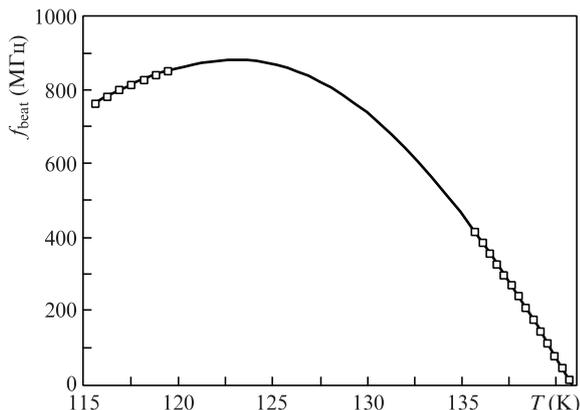


Рис.5. Зависимость частоты биений излучения лазеров, стабилизированных по моде TEM_{00} резонаторов 1 и 2, от температуры в ходе охлаждения одной из систем. Точки – экспериментально измеренные значения частоты, сплошная кривая – их интерполяция методом Эрмита.

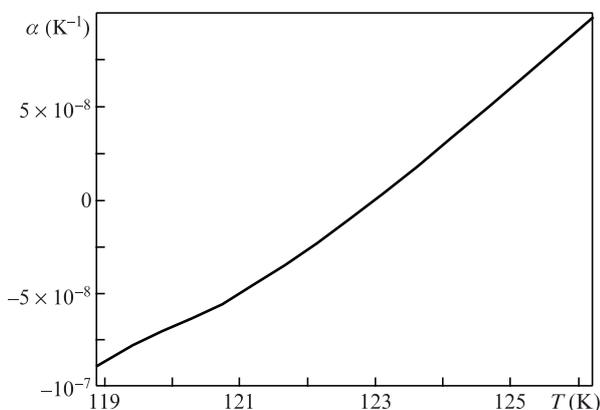


Рис.6. Температурное изменение коэффициента теплового расширения $\alpha(T)$ в окрестности нулевой точки кремния, вычисленное по зависимости частоты биений от времени в процессе охлаждения.

быть велика, поэтому для уточнения положения нулевой точки мы также пользуемся стандартным методом, описанным в [10]. Проведенные нами измерения частоты, тем не менее, несут важную информацию о положении TEM_{00} моды в нулевой точке и могут быть использованы для более точной подстройки температуры.

Отдельной задачей представляется исследование дрейфов температуры в режиме температурной стабилизации. Мы провели длительное измерение температурного дрейфа на втором экране, составившего около 0.7 мК/ч. Этот уход может быть связан с колебаниями температуры в комнате, которые влияют на температуру внешнего экрана криостата (экран 5 на рис.3) и вызывают дрейфы регулирующей электроники. По полученным данным был рассчитан временной ход температуры резонатора для двух разных случаев: когда начальные температуры резонатора и окружающего его экрана равны (рис.4,а) либо когда они различаются на ~ 1 мК (рис.4,б). Предполагая, что ошибка определения нулевой точки за счёт погрешности установки температуры ΔT составляет 10 мК и зная коэффициент теплового расширения в этой точке ($\alpha(T_0 \pm \Delta T) \approx 2.8 \times 10^{-10}$ 1/К), можно по нестабильности температуры рассчитать нестабильность частоты резонатора.

Полученный график девиации Аллана $\sigma_y(\tau)$ показан на рис.7. Расчётный уровень тепловых шумов наших

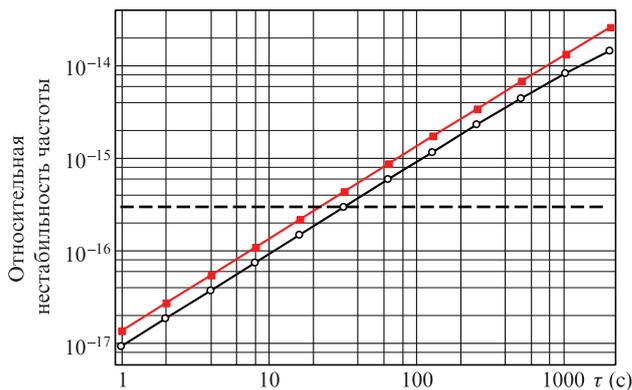


Рис.7. Расчётный вклад флуктуаций температуры тела резонатора в нестабильность частоты. Температура резонатора восстановлена по измерениям температуры экрана и пересчитана в отклонения частоты. Верхняя зависимость соответствует случаю, когда начальные температуры экрана и резонатора в расчёте предполагаются равными (рис.4,б), и аппроксимируется функцией линейного дрейфа $\sigma_y(\tau) = 1.3 \times 10^{-15} \Delta T \tau$, а нижняя зависимость – случаю, когда температуры различаются на 1 мК (рис.4,а) ($\sigma_y(\tau) = 7.4 \times 10^{-16} \Delta T \tau$). Отстройка температуры от нулевой точки $\Delta T = 0.01$ К.

кремниевых резонаторов составляет 3×10^{-16} [15]. На временах до 20 с относительная нестабильность частоты, вызванная дрейфом температуры, не превышает уровня тепловых шумов, что важно в случае использования таких систем в стандартах частоты. Однако необходимо учитывать, что полученные оценки нестабильности однозначно связаны с отстройкой температуры от нулевой точки. Так, например, при отклонении от неё на 100 мК вклад температурной нестабильности частоты окажется на уровне тепловых шумов на времени усреднения 2 с. В целом, чтобы уменьшить чувствительность системы к изменениям окружающей температуры, желательна дополнительная термоизоляция вакуумной камеры и термостабилизация отдельных блоков электроники.

3. Заключение

Дрейфы температуры опорного резонатора являются важным ограничением итоговой нестабильности частоты лазерной системы, стабилизированной по его моде. Анализ вклада в относительную нестабильность частоты моды кремниевого резонатора нестабильности температуры для описанной системы показывает, что последняя не превышает предела тепловых шумов на временах усреднения менее 20 с при точности стабилизации вблизи нулевой точки на уровне 10 мК. Это полностью удовлетворяет большинству задач прецизионной спектроскопии и приложений в области оптических стандартов частоты. Для использования созданных кремниевых резонаторов в качестве высокостабильных опорных генераторов с целевой относительной нестабильностью частоты на уровне 10^{-15} на больших временах усреднения требуется либо дополнительная тепловая изоляция от окружающей среды, либо переход к гелиевым температурам.

Предложен оптический метод измерения коэффициента теплового расширения $\alpha(T)$, что позволяет динамически определять нулевую точку резонатора и является ценным дополнением в традиционном методу определения нулевой точки теплового расширения.

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

1. Beyer A., Maisenbacher L., Matveev A., et al. *Science*, **358**, 79 (2017).
2. Rosenband T., Hume D.B., Schmidt P.O., et al. *Science*, **319** (5871), 1808 (2008).
3. Geraci A.A., Bradley C., Gao, D., et al. arXiv:1808.00540v2 [astro-ph.IM] (2018).
4. Kwee P., Bogan C., Danzmann K., et al. *Opt. Express*, **20** (10), 459 (2012).
5. Kolkowitz S., Pikovski I., Langellier N., et al. *Phys. Rev. D*, **94** (12), 1 (2016).
6. Brewer S.M., Chen J.-S., Hankin A.M., et al. arXiv:1902.07694 [physics.atom-ph] (2019).
7. Oelker E., Hutson R.B., Kennedy C.J., et al. arXiv:1902.02741 [physics.atom-ph] (2019).
8. Kessler T., Legero T., Sterr U. *J. Opt. Soc. Am. B*, **29** (1), 178 (2012).
9. Губин М.А., Киреев А.Н., Конященко А.В. и др. *Квантовая электроника*, **38** (7), 613 (2008) [*Quantum Electron.*, **38** (7), 613 (2008)].
10. Alnis J., Matveev A., Kolachevsky N., et al. *Phys. Rev. A*, **77** (5), 1 (2008).
11. Häfner, S., Falke, S., Grebing, C., et al. *Opt. Lett.*, **40** (9), 2112 (2015).
12. Kessler T., Hagemann C., Grebing C., et al. *Nat. Photon.*, **6** (10), 687 (2012).
13. Hagemann C., Grebing C., Lisdat C., et al. *Opt. Lett.*, **39** (17), 5102 (2014).
14. Legero T., Kessler T., Sterr U. *J. Opt. Soc. Am. B*, **27** (5), 914 (2010).
15. Жаднов Н.О., Кудеяров К.С., Крючков Д.С. и др. *Квантовая электроника*, **48** (5), 425 (2018) [*Quantum Electron.*, **48** (5), 425 (2018)].
16. Robinson J.M., Oelker E., Milner W.R., et al. *Optica*, **6** (2), 240 (2019).
17. Droste S., Ozimek F., Udem T., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **111** (11), 110801 (2013).
18. Ohmae N., Kuse N., Fermann M.E., Katori H. *Appl. Phys. Express*, **10** (6), 062503 (2017).
19. Parma V. arXiv:1501.07154 [physics.acc-ph] (2015).