

# Компенсация флуктуаций остаточной амплитудной модуляции в оптоэлектронной системе стабилизации частоты лазерного излучения

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

*Флуктуации остаточной амплитудной модуляции в схеме стабилизации частоты лазера по резонатору Фабри–Перо приводят к снижению частотной стабильности излучения лазерных систем, предназначенных для опроса часовых переходов в атомах и ионах. В работе измерены зависимости остаточной модуляции от температуры волноводного электрооптического модулятора, используемого для фазовой модуляции излучения, а также поляризации излучения. Определены параметры, при которых влияние остаточной амплитудной модуляции на стабильность частоты оказывается минимальным. Создана система активной компенсации, позволяющая снизить вклад флуктуаций остаточной амплитудной модуляции в нестабильность до уровня  $2.1 \times 10^{-16}$ , что дает возможность достигнуть предела тепловых шумов кремниевого криогенного резонатора.*

**Ключевые слова:** ультрастабильный лазер, метод Паунда–Древера–Холла, остаточная амплитудная модуляция, электрооптический модулятор, относительная нестабильность частоты, девиация Аллана.

## 1. Введение

Фазово-модуляционная спектроскопия зарекомендовала себя как наиболее точный способ определения центров резонансов оптических интерферометров и спектральных линий ансамблей атомов или молекул [1, 2]. Благодаря этому фазово-модуляционные методы широко применяются для решения задач, связанных с оптическими часами [3–5], в точной лазерной спектроскопии [6] и интерферометрии [7, 8].

На практике, как правило, невозможно создать чистую фазовую модуляцию лазерного излучения: при этом неизбежно возникает остаточная амплитудная модуляция (ОАМ) [9, 10]. Необходимо обращать особое внимание на этот эффект при создании ультрастабильных лазеров с привязкой частоты к моде высокостабильного резонатора методом Паунда–Древера–Холла (ПДХ) [2], учитывая, что ОАМ происходит на частоте фазовой модуляции. Поскольку ОАМ демодулируется совместно с полезным сигналом, содержащим информацию о положении резонанса, сигнал ошибки оказывается смещён по амплитуде на некоторую величину, которая зависит от глубины и фазы амплитудной модуляции. Лучшие ультрастабильные лазерные системы достигли уровня отно-

сительной нестабильности частоты ниже  $10^{-16}$  [11, 12]. Данный предел связан с тепловым шумом [13] зеркал опорного резонатора. Для создания лазерных систем такого уровня стабильности необходимы оптоэлектронные системы формирования обратной связи по фазе лазерного излучения с чрезвычайно низкими собственными шумами. В ряде случаев шумовые процессы, связанные с ОАМ, являются главным фактором, который ограничивает стабильность привязки частоты излучения лазера к моде опорного резонатора.

Одним из широко используемых элементов для модуляции фазы лазерного излучения является электрооптический модулятор (ЭОМ). Возникновение ОАМ может быть связано со следующими причинами [14]:

- 1) несовпадение оптической оси кристалла ЭОМа и направления поляризации излучения;
- 2) эффекты интерферометров, возникающих в оптической части петли ПДХ;
- 3) возникновение паразитных трёхзеркальных интерферометров, включающих в себя зеркала резонатора и плоские внешние грани подложек зеркал;
- 4) температурные, пьезоэлектрические и фоторефрактивные эффекты в кристалле ЭОМа.

Первый механизм приводит к тому, что необыкновенная поляризационная компонента лазерного излучения оказывается модулированной, а обыкновенная – нет. В результате этого направление поляризации излучения на выходе ЭОМа колеблется с частотой модуляции, что неизбежно приведёт к возникновению амплитудной модуляции при проходе через следующий поляризационно-чувствительный элемент. Данный эффект смещает сигнал ошибки на постоянную величину [14]

$$V_{\text{РАМ}} = \frac{1}{2} E_0^2 G \sin(2\alpha) \sin(2\beta) J_1(M) \sin(\Delta\varphi + \varphi_{\text{DC}}), \quad (1)$$

где  $E_0$  – электрическое поле лазерного излучения;  $G$  – общее усиление процессов фотодетектирования и демодуля-

Д.С.Крючков, Н.О.Жаднов, К.С.Кудяров, Г.А.Вишнякова. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: kost1994@yandex.ru

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

Н.Н.Колачевский. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Российский Квантовый Центр, Россия, 121205 Москва, Территория Инновационного Центра «Сколково», Большой б-р, 30, стр. 1

Поступила в редакцию 11 марта 2020 г., после доработки – 3 апреля 2020 г.

ции;  $\alpha$  и  $\beta$  – углы между осью ЭОМа и поляризаторами на его входе и выходе соответственно;  $J_1$  – функция Бесселя первого порядка;  $M$  – разность коэффициентов фазовой модуляции для обыкновенной и необыкновенной поляризации;  $\Delta\varphi$  – естественный сдвиг фазы между обыкновенной и необыкновенной поляризационными компонентами;  $\varphi_{DC}$  – сдвиг фазы под влиянием постоянного (DC) электрического поля.

Нестабильность сигнала ошибки может быть вызвана влиянием температурно-зависимых низкодобротных паразитных интерферометров (механизмы 2 и 3), чьи частотные функции пропускания и отражения медленно меняются со временем [14]. Эффекты, вызванные интерферометрами, которые возникают между оптическими элементами до фазовой пластинки  $\lambda/4$  перед резонатором (см. рис.1), могут быть зарегистрированы и компенсированы. Влияние на ОАМ интерферометров, возникающих между оптическими элементами и ближайшим зеркалом резонатора, или трёхзеркальных интерферометров в резонаторе может быть зарегистрировано только совместно с сигналом ПДХ и неизбежно вносит вклад в его нестабильность. Часть интерферометров в оптической схеме можно устранить установкой оптических элементов под небольшим углом к оси пучка, просветлением их поверхностей и использованием оптических изоляторов [15]. В свою очередь, трёхзеркальные интерферометры, включающие зеркала резонатора, обычно очень стабильны, поскольку эти зеркала, как правило, имеют низкий коэффициент теплового расширения, стабилизированы по температуре, а также механически стабильны.

Изменение свойств нелинейной среды под действием колебаний температуры кристалла или радиочастотного/лазерного полей (механизм 4) вызывает дрейф глубины ОАМ, создаваемой ЭОМом. Как показано в [14], в случае пассивной стабилизации температуры наилучшим выбором нелинейного кристалла является KDP ( $\text{KH}_2\text{PO}_4$ ). В случае активной петли стабилизации нестабильность ОАМ определяется влиянием паразитных интерферометров и будет одинаковой для большинства кристаллов.

Классическим способом компенсации флуктуаций ОАМ является создание комбинированной петли обратной связи с контролем DC напряжения на ЭОМе и его температуры [15, 16]. Амплитудная модуляция регистрируется в ближайшем возможном к резонатору месте оптической схемы. Основная доля мощности шумов ОАМ сосредоточена в области спектра до 100 Гц [15], поэтому высоких требований к ширине полосы обратной связи не предъявляется.

Данный метод позволяет стабилизировать глубину ОАМ с абсолютной точностью до  $10^{-6}$  и создавать лазерные системы, обладающие нестабильностью частоты  $3 \times 10^{-17}$  [11]. Альтернативным способом компенсации ОАМ ЭОМа является сложение сигналов, получаемых с фотодиодов, которые регистрируют излучение, отражённое от поляризационного делителя перед резонатором, и излучение, отражённое от резонатора [17]. Это простой способ, но при его применении может не учитываться влияние некоторых паразитных интерферометров. К существенному снижению уровня ОАМ приводят: использование ЭОМа с кристаллом, грани которого расположены под определённым углом к направлению распространения излучения [18], что позволяет разделять обыкновенную и необыкновенную компоненты излучения пространственно; аккуратный подбор температуры кристалла и места

прохождения лазерного пучка через кристалл [16]; использование в некоторых схемах фарадеевских вращателей вместо оптических изоляторов, которые сами могут формировать паразитные интерферометры [19].

## 2. Экспериментальная установка

В Лаборатории оптики сложных квантовых систем ФИАНа ведутся работы по созданию ультрастабильных лазерных систем на основе высокодобротных кремниевых резонаторов в заливных кристаллах оригинальной конструкции [13, 20, 21]. Резонаторы Фабри–Перо из монокристаллического кремния имеют низкий уровень тепловых шумов, что открывает возможность создания лазера с предельной относительной нестабильностью частоты на уровне  $2 \times 10^{-16}$  при использовании зеркал с диэлектрическими покрытиями из  $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$ . Флуктуации ОАМ могут стать препятствием на пути к достижению столь низких показателей нестабильности, что делает необходимым создание системы регистрации и компенсации данного эффекта.

На рис.1 приведена схема регистрации и стабилизации ОАМ, встроенная нами в систему стабилизации частоты излучения волоконного лазера Coheras AdjustIK E15 на длине волны 1542 нм методом ПДХ [22]. Модуляция фазы излучения осуществляется волноводным электрооптическим модулятором на основе кристалла  $\text{LiNbO}_3$  с поляризационно-поддерживающими волоконными выводами (iXblue MPX-LN-0.1). С одной стороны, из-за неидеального совмещения осей кристалла и волоконных выводов использование волноводного модулятора приводит к неизбежному появлению ОАМ, глубина которой будет флуктуировать из-за воздействия окружающей среды на ЭОМ. В то же время полуволновое напряжение (т.е. напряжение, необходимое для сдвига фазы излучения на  $\pi$ ) используемого модулятора составляет всего 3.5 В, что на два порядка меньше полуволнового напряжения ЭОМа открытого типа и упрощает создание системы активной компенсации флуктуаций ОАМ. Кроме того, волноводный ЭОМ обеспечивает однородность модуляции по всему сечению светового пучка.

Модулирующий сигнал на частоте 29 МГц подается на ЭОМ с генератора Stanford Research Systems DS345 через диплексер Mini-Circuits ZFBT-4R2GW-FT+, который позволяет складывать радиочастотный сигнал с постоянным напряжением, что необходимо для реализации активной стабилизации ОАМ. Поляризация вводимого в модулятор излучения задается волоконным поляризатором (ВП). В качестве выходного поляризатора используется призма Глана–Тейлора (ПГТ), обеспечивающая высокую степень поляризации (100 000:1). Затем излучение отражается от резонатора Фабри–Перо (ФП) и попадает на фотодетектор (ФД ПДХ), сигнал с которого используется для стабилизации частоты излучения лазера. Поскольку сигнал с ФД ПДХ не может быть использован для независимой регистрации ОАМ одновременно со стабилизацией частоты лазера, непосредственно перед вводом в вакуумную камеру резонатора часть излучения отщепляется при помощи неполяризационного делителя (НПД) (пластинки с диэлектрическим покрытием, отражающей около 50% излучения при его падении под углом  $45^\circ$ ; коэффициенты отражения для s- и p-поляризаций различаются не более чем на  $\sim 30\%$ ) и направляется на дополнительный фотодетектор (ФД ОАМ). Для устране-



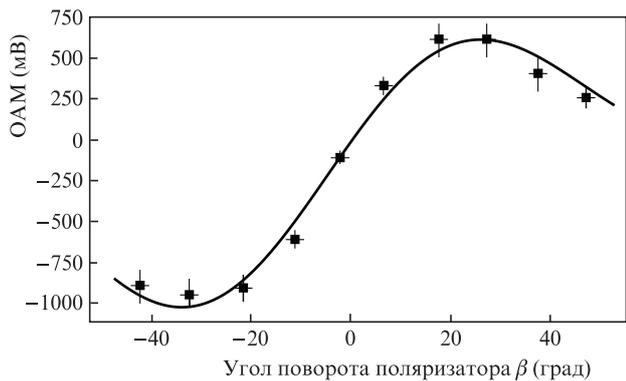


Рис.3. Зависимость уровня ОАМ от угла поворота выходного поляризатора  $\beta$ .

циям температуры минимальна. В свою очередь, для активной компенсации, которая будет описана ниже, требуется стабилизация температуры ЭОМа на склоне зависимости, приведенной на рис.2.

Зависимость величины сигнала ОАМ от угла поворота призмы Глана–Тейлора приведена на рис.3. Чтобы исключить влияние температурных эффектов, при каждом значении угла поворота температура ЭОМа сканировалась в диапазоне 27.5–29 °С. Значение сигнала ОАМ фиксировалось в четырех различных экстремумах и затем усреднялось. Зависимость величины ОАМ от угла поворота выходного поляризатора  $\beta$ , согласно формуле (1), описывается множителем  $\sin(2\beta)$ . Используемая нами схема эксперимента обуславливает появление дополнительного множителя  $\cos^2(\gamma - \beta)$ , где  $\gamma$  – угол между направлением поляризации света, выходящего из ЭОМа, и осью оптического изолятора, на которую проецируется вектор поляризации света после призмы Глана–Тейлора. Результаты измерений были аппроксимированы зависимостью  $A + B\sin(2\beta)\cos^2(\gamma - \beta)$  с параметрами  $A = -11(6)$  мВ,  $B = 5.1(8)$  В,  $\gamma = 12(1)^\circ$ . Данное исследование позволяет определить положение нулевого значения угла  $\beta$  на шкале поляризатора, при котором уровень остаточной амплитудной модуляции будет минимальным. Однако даже точное выставление нулевого угла не позволяет полностью исключить влияние флуктуаций, так как температурные и акустические воздействия на волоконные части входного поляризатора и ЭОМа меняют поляризацию проходящего через них излучения, что приводит к эффективному изменению угла поворота выходного поляризатора.

Для исследования вклада флуктуаций ОАМ в нестабильность частоты излучения лазерной системы ее зависимость от времени записывалась при помощи осциллографа и анализировалась в терминах девиации Аллана [23]. Чтобы перейти от нестабильности сигнала ОАМ, измеряемой в вольтах, к нестабильности частоты излучения в герцах, была измерена соответствующая чувствительность. Для этого использовался сигнал биений излучений двух идентичных лазерных систем. Одновременно с измерением частоты биений сигнал ОАМ одной из систем модулировался путем подачи синусоидального сигнала амплитудой 4 В и частотой 1 Гц на НЧ-вход диплексера. Соответствующие зависимости ОАМ и частоты биений от времени приведены на рис.4. Усредненное значение изменения частоты под влиянием модуляции позволило определить чувствительность, составившую 0.9(1) Гц/мВ.

С учетом полученной чувствительности относительная нестабильность частоты излучения лазера, обусловленная

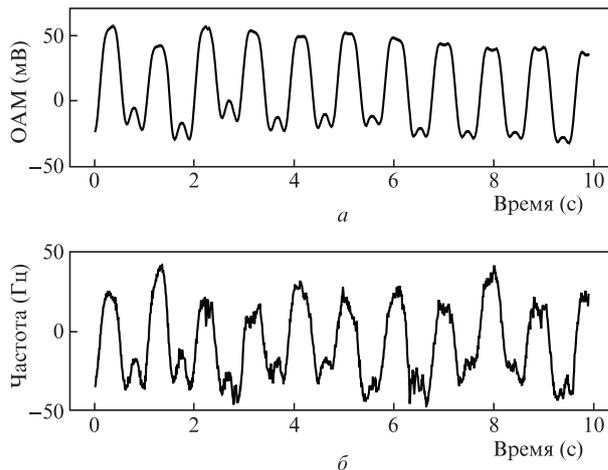


Рис.4. Зависимость ОАМ от времени при подаче синусоидального сигнала амплитудой 4 В и частотой 1 Гц на НЧ-вход диплексера (а), а также изменение частоты биений излучений двух лазерных систем под воздействием модуляции ОАМ (б).

флуктуациями ОАМ в условиях наших экспериментов, составляет  $2.5 \times 10^{-15}$  при времени усреднения 0.01 с и достигает  $5 \times 10^{-14}$  при временах усреднения 1–10 с (рис.5). Таким образом, шумы ОАМ не позволяют достигнуть предела тепловых шумов криогенного кремниевого резонатора.

Для уменьшения влияния флуктуаций ОАМ на частоту излучения была реализована система активной компенсации (см. рис.1). Демодулированный сигнал ОАМ подавался на пропорционально-интегральный усилитель (ПИ), формирующий сигнал ошибки. Через НЧ-вход диплексера сигнал ошибки подавался на ЭОМ и стабилизировал сигнал ОАМ в нуле, изменяя фазу  $\varphi_{DC}$  (см. (1)). Изменение постоянного напряжения на кристалле ЭОМа эквивалентно изменению его температуры, поэтому выбор рабочей точки стабилизации можно осуществить, настроившись на склон температурной зависимости (например, в точку 28.6 °С для нашей системы). Также необходимо учитывать, что множитель, зависящий от угла поворота поляризатора, задает диапазон возможных изменений ОАМ при помощи постоянного напряжения и температуры. Диапазон должен быть достаточным для компенсации наблюдаемых флуктуаций ОАМ, поэтому для его расширения выходной поляризатор был повернут

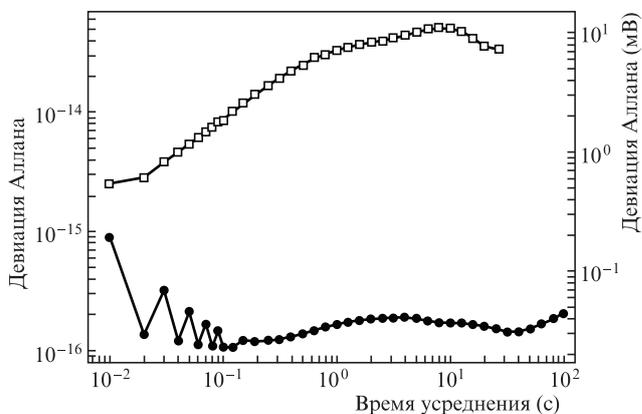


Рис.5. Нестабильность ОАМ (шкала справа), и ее вклад в относительную нестабильность частоты излучения лазера (шкала слева) в отсутствие активной стабилизации (□) и при включении петли активной стабилизации (●).

на угол около  $1^\circ$  от оптимального положения, что соответствовало диапазону изменения ОАМ порядка 80 мВ. Чтобы полностью использовать данный диапазон, необходимо иметь возможность изменять постоянное напряжение, подаваемое на ЭОМ, вплоть до полуволнового напряжения. Применение системы активной компенсации позволяет добиться нестабильности ОАМ при временах усреднения 0.1–100 с на уровне  $4 \times 10^{-2}$  мВ (что соответствует абсолютной нестабильности глубины амплитудной модуляции  $6 \times 10^{-6}$ ). Вклад флуктуаций ОАМ в нестабильность частоты излучения лазера при этих временах усреднения не превышает  $2.1 \times 10^{-16}$  (рис.5). Характерный вид нестабильности на малых временах объясняется наводками электрической сети на частоте 50 Гц, которые могут быть устранены при усовершенствовании электронной схемы.

#### 4. Заключение

Исследование температурной и поляризационной зависимостей ОАМ позволяет определить параметры системы, необходимые для компенсации её флуктуаций. В некоторых случаях для повышения стабильности лазерной системы на основе высокочастотного резонатора Фабри–Перо может быть достаточно пассивной стабилизации. Однако для систем с малыми тепловыми шумами, таких как кремниевые криогенные резонаторы, требуется создание активной системы компенсации. Реализованная в настоящей работе система компенсации позволяет снизить вклад ОАМ вплоть до  $2.1 \times 10^{-16}$  при временах усреднения 0.1–100 с, что является достаточным для широкого круга задач прецизионной спектроскопии и метрологии.

Стоит отметить, что при работе системы активной компенсации наблюдался медленный дрейф диапазона сигнала ошибки со склона синусоиды к ее вершине, что, на наш взгляд, может быть объяснено воздействием флуктуаций температуры в помещении лаборатории на паразитные интерферометры или электронные компоненты. Дан-

ная проблема может быть решена при помощи активной подстройки температуры ЭОМа. Этот подход планируется реализовать в дальнейшем для более надежной стабилизации частоты излучения лазера при больших временах усреднения.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 19-72-10166).

1. Schenzle A., Devoe R.G., Brewer R.G. *Phys. Rev. A*, **25** (5), 2606 (1982).
2. Drever R.W.P. et al. *Appl. Phys. B*, **31**, 97 (1983).
3. Oelker E. et al. *Nat. Photonics*, **13** (10), 714 (2019).
4. Brewer S.M. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **123** (3), 33201 (2019).
5. Golovizin A. et al. *Nat. Commun.*, **10** (1), 1 (2019).
6. Fedorov S.A. et al. *Appl. Phys. B*, **121** (3), 275 (2015).
7. Black E.D., Gutenkunst R.N. *Am. J. Phys.*, **71** (4), 365 (2003).
8. Abadie J. et al. *Nat. Phys.*, **7** (12), 962 (2011).
9. Whittaker E.A., Gehrtz M., Bjorklund G.C. *J. Opt. Soc. Am. B*, **2** (8), 1320 (1985).
10. Domínguez A.E. et al. arXiv:1710.10719v4, 2017.
11. Matei D.G. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **118** (26), 1 (2017).
12. Robinson J.M. et al. *Optica*, **6** (2), 240 (2019).
13. Жаднов Н.О., Кудеяров К.С., Крючков Д.С., Семериков И.А., Хабарова К.Ю., Колачевский Н.Н. *Квантовая электроника*, **48** (5), 425 (2018) [*Quantum Electron.*, **48** (5), 425 (2018)].
14. Shen H., Li L., Bi J., Wang J., Chen L. *Phys. Rev. A*, **92** (6), 063809 (2015).
15. Zhang W. et al. *Opt. Lett.*, **39** (7), 1980 (2014).
16. Li L., Liu F., Wang C., Chen L. *Rev. Sci. Instrum.*, **83** (4), 043111 (2012).
17. Yu Y., Wang Y., Pratt J.R. *Rev. Sci. Instrum.*, **87** (3), 033101 (2016).
18. Tai Z. et al. *Opt. Lett.*, **41** (23), 5584 (2016).
19. Bi J., Zhi Y., Li L., Chen L. *Appl. Opt.*, **58** (3), 690 (2019).
20. Жаднов Н.О., Масалов А.В., Сорокин В.Н., Хабарова К.Ю., Колачевский Н.Н. *Квантовая электроника*, **47** (5), 421 (2017) [*Quantum Electron.*, **47** (5), 421 (2017)].
21. Жаднов Н.О., Вишнякова Г.А., Кудеяров К.С., Крючков Д.С., Хабарова К.Ю., Колачевский Н.Н. *Квантовая электроника*, **49** (5), 424 (2019) [*Quantum Electron.*, **49** (5), 424 (2019)].
22. Kudeyarov K., Zhadnov N., Kryuchkov D., et al. *EPJ Web Conf.*, **220**, 03020 (2019).
23. Allan D.W. *Proc. IEEE*, **54** (2), 221 (1966).