

# Активное подавление светового сдвига в атомных часах на основе эффекта когерентного пленения населенностей в парах $^{87}\text{Rb}$ с использованием метода фазовых прыжков

Д. А. Раднатаров<sup>+1)</sup>, С. М. Кобцев<sup>+</sup>, В. А. Андрюшков<sup>+</sup>, М. Ю. Басалаев<sup>+\*×</sup>, А. В. Тайченачев<sup>+\*</sup>,  
М. Д. Радченко<sup>+\*×</sup>, В. И. Юдин<sup>+\*× 1)</sup>

<sup>+</sup>Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>\*</sup>Институт лазерной физики Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>×</sup>Новосибирский государственный технический университет, 630073 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 28 февраля 2023 г.

После переработки 3 марта 2023 г.

Принята к публикации 3 марта 2023 г.

Представлена экспериментальная демонстрация активного подавления светового сдвига реперного резонанса когерентного пленения населенностей (КПН) в парах  $^{87}\text{Rb}$  для улучшения долговременной стабильности малогабаритных атомных часов. Наш подход основан на использовании техники фазовых прыжков для синтеза сигнала ошибки, пропорционального величине светового сдвига КПН резонанса, из оптического сигнала пропускания. Использование данного сигнала ошибки в дополнительной петле обратной связи позволяет обеспечить стабилизацию амплитуды СВЧ сигнала для фазовой модуляции лазерного излучения вблизи значения, при котором отсутствует световой сдвиг КПН резонанса. В наших экспериментах использование данного метода позволило уменьшить долговременную нестабильность атомных КПН часов в 15 раз при времени интегрирования 10000–20000 с.

DOI: 10.31857/S1234567823070042, EDN: jlzcct

Резонансы когерентного пленения населенностей (КПН) являются основой современного подхода к созданию миниатюрных атомных часов [1, 2]. Данные устройства обладают низким энергопотреблением, весом и габаритами, и имеют множество потенциальных применений в области встраиваемых и носимых устройств навигации и связи. Одним из факторов, которые на данный момент ограничивают область применения подобных устройств, является относительно высокая нестабильность на временах усреднения более 1000 с из-за наличия световых сдвигов реперного КПН резонанса [3].

Как известно, в атомных КПН часах реперный резонанс возбуждается полем, формируемым при фазовой СВЧ модуляции монохроматического излучения, когда возникает эквидистантный набор спектральных компонент с разностью частот, равной частоте модуляции [4]. При этом в возбуждении КПН резонанса участвуют только две резонансные компоненты с разностью частот, равной частоте сверхтонкого расщепления основного состояния атомов щелочного металла (например, 6.835 ГГц для  $^{87}\text{Rb}$ ). Остальные компоненты, неизбежно возникаю-

щие при фазовой модуляции, хотя и не участвуют в возбуждении резонанса, тем не менее, оказывают заметное влияние на его частоту вследствие динамического эффекта Штарка (квадратичный штарковский сдвиг). Через данный эффект реализуется негативное влияние на долговременную стабильность атомных часов из-за следующих факторов: флуктуация мощности излучения лазера, старение ячеек (изменение пропускания окон оптических ячеек [3]), флуктуация амплитуды СВЧ сигнала, и флуктуация температуры ячеек [5] (поскольку изменение оптической плотности среды также может влиять на величину полевого сдвига). Кроме того, на форму и сдвиг резонанса могут оказывать влияние движение атомов и столкновения со стенками газовой ячейки [6–9].

Величина светового сдвига зависит от распределения амплитуд спектральных компонент и определяется глубиной фазовой модуляции. При этом существует такая глубина СВЧ модуляции, при которой суммарный полевой сдвиг (от всех частотных компонент) КПН резонанса равен нулю [10]. Ранее были предложены несколько способов для уменьшения влияния светового сдвига в атомных КПН часах: точный подбор мощности СВЧ модуляции [11], компенсация отстройки частоты [12], компенсация

<sup>1)</sup>e-mail: d.radnatarov@gmail.com; viyudin@mail.ru

старения ячеек [13], использование ячейки с золотыми микродисками для предотвращения оседания щелочного металла на окна [14], сравнение частот КПН резонанса при двух разных оптических мощностях [15, 16], а также использование различных модификаций рамсеевской спектроскопии [17–22]. Однако эти методы требуют использования внешнего модулятора мощности лазерного излучения (акустооптический модулятор), что ограничивает возможность их реализации в малогабаритных атомных часах, поскольку увеличивает размеры и энергопотребление устройств.

Для того, чтобы решить проблему подавления светового сдвига без вариации мощности излучения, нами предлагается использовать технику фазовых прыжков [23] при формировании сигнала ошибки в лазерном пучке с пространственно неоднородным профилем интенсивности (например, гауссов профиль). В этом случае, как показано в [24], наличие светового сдвига приводит к тому, что положение нуля сигнала ошибки зависит от времени интегрирования динамической части в сигнале пропускания после фазового прыжка. На этой основе в [24, 25] предложено использовать два различных времени интегрирования (длинное и короткое) для генерации двух разных сигналов ошибки. При наличии светового сдвига частоты часового перехода нули этих сигналов ошибки находятся в разных точках по двухфотонной отстройке, в то время как в отсутствие полевого сдвига положение нулей сигналов ошибки совпадает. Данное свойство можно использовать для формирования дополнительной петли обратной связи, которая будет стабилизировать мощность СВЧ модуляции на уровне, при котором световой сдвиг КПН резонанса исчезает.

В данной работе представлены результаты экспериментальной апробации метода [24] для активного подавления полевых сдвигов КПН резонанса. Демонстрировано уменьшение долговременной нестабильности атомных КПН часов более чем на порядок при времени интегрирования 10000–20000 с.

Схема экспериментальной установки изображена на рис. 1. Излучение диодного лазера с длиной волны 794.7 нм, соответствующей D1 линии поглощения  $^{87}\text{Rb}$ , фокусировалось с помощью линзы на зеркале, которое обеспечивало двойное прохождение излучения через электрооптический фазовый модулятор (NewFocus<sup>TM</sup> 4431), для отведения модулированного излучения использовалась светоделительная пластинка с соотношением 1:1. Электрооптический модулятор использовался для модуляции фазы излучения на частоте 3.417 ГГц, которая является поло-

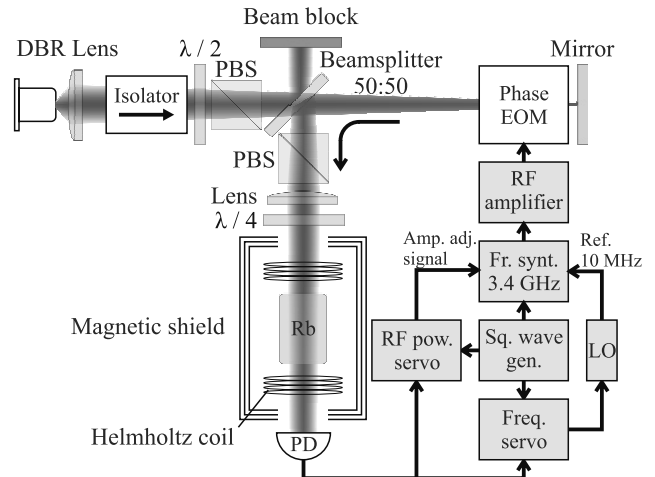


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема экспериментальной установки. DBR – диодный лазер с распределенным брэгговским отражателем; Phase EOM – фазовый электрооптический модулятор;  $\lambda/2$  – полуволновая фазовая пластина; PBS – поляризатор;  $\lambda/4$  – четвертьволновая фазовая пластина; LO – кварцевый осциллятор 10 МГц; Fr. synt. – СВЧ синтезатор; Sq. wave gen. – генератор прямоугольного сигнала; RF pow. servo – система автоподстройки амплитуды СВЧ сигнала; Freq. servo – система стабилизации частоты LO

виной частоты сверхтонкого расщепления рубидия (6.835 ГГц). Модуляция ведет к появлению набора эквидистантных спектральных линий, расположенных на расстоянии, равном частоте модуляции. Для возбуждения резонанса используются боковые частоты первого порядка. Для защиты диодного лазера от отраженного излучения был использован оптический фарадеевский изолятор. Для управления мощностью излучения использовалась связка из поляризационного делителя (PBS) и полуволновой фазовой пластины ( $\lambda/2$ ). Поляризационный делитель (PBS) устанавливался в положение, соответствующее горизонтальной поляризации выходного излучения, которая необходима для корректной работы электрооптического модулятора. Необходимость использования двухпроходной схемы фазовой модуляции обусловлена тем, что максимальная допустимая мощность СВЧ сигнала, подаваемого на вход модулятора (EOM), составляющая 4 Вт, не позволяет получить индекс фазовой модуляции выше 1.9 за один проход. Использование двухпроходной схемы позволяет увеличить индекс модуляции в  $\sqrt{2}$  раза и достичь таким образом индекса модуляции 2.4, который необходим для подавления полевого сдвига резонанса КПН [10]. Подготовленное излучение проходит через четвертьволновую фазовую пластину и приобретает круговую поляризацию, которая необ-

ходима для возбуждения резонанса КПН. Лазерный луч проходит через рубидиевую ячейку и попадает на фотодетектор (PD). Рубидиевая ячейка имела цилиндрическую форму, длина внутреннего объема ячейки составляла 5 мм, диаметр 4 мм [26]. Кольца Гельмгольца создают параллельное магнитное поле вдоль луча лазера для расщепления Зеемановских подуровней. Ячейка была изолирована от внешнего магнитного поля экраном, состоящим из трех слоев  $\mu$ -металла.

Метод фазовых прыжков предполагает для наблюдения КПН резонанса прямоугольную модуляцию фазы СВЧ сигнала. На рисунке 2 изображен сиг-

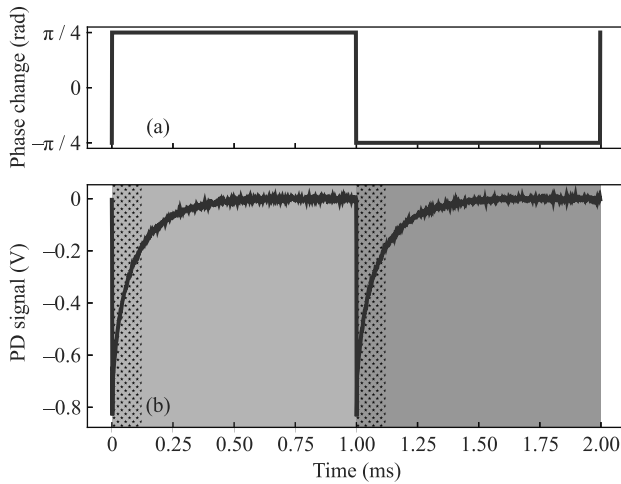


Рис. 2. (Цветной онлайн) Схема детектирования КПН резонанса при реализации метода фазовых прыжков. (a) – Фаза СВЧ сигнала. (b) – Сигнал пропускания с фотоприемника. Синяя область соответствует части сигнала после фазового прыжка вверх, красная – области после фазового прыжка вниз. Заштрихованные области соответствуют частям сигнала, используемым для синтеза сигнала ошибки, пропорционального световому сдвигу

нал пропускания, детектируемый фотодетектором при нулевой отстройке частоты от резонансной частоты. Для генерации сигнала ошибки для петли стабилизации частоты кварцевого осциллятора по резонансу КПН использовался синхронный усилитель, на один вход которого подавался сигнал с фотоприемника, а на второй вход – сигнал, модулирующий фазу СВЧ сигнала, другими словами, сигнал ошибки равен интегралу сигнала пропускания, умноженного на модулирующий сигнал [23]. Использование DBR лазера с внешним фазовым модулятором, а не лазера с поверхностно излучающим лазером с вертикальным резонатором (VCSEL) и прямой СВЧ модуляцией тока инжекции, обосновано тем, что такой подход поз-

воляет формировать излучение с симметричными по амплитуде боковыми спектральными компонентами, что гарантирует возможность подавления светового сдвига резонанса.

На рисунке 3а представлены зависимости относительного сдвига резонанса КПН от мощности СВЧ

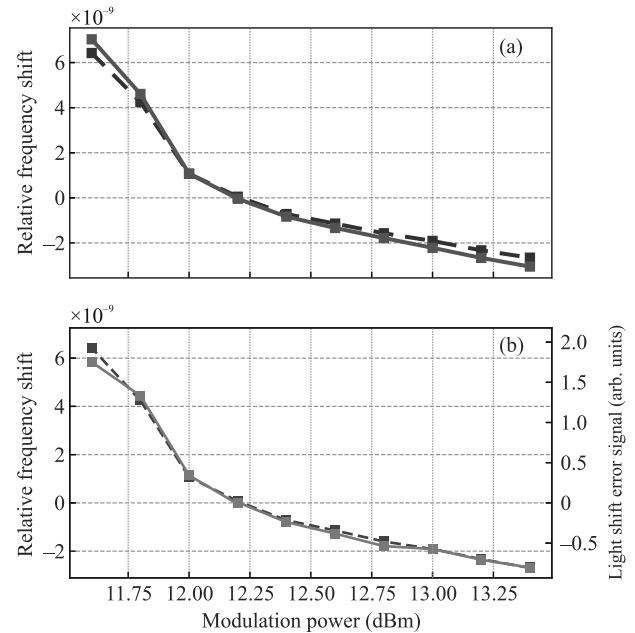


Рис. 3. (Цветной онлайн) Измеренные зависимости: (a) – светового сдвига КПН резонанса от мощности модулирующего СВЧ сигнала при мощности оптического излучения 10 мкВт (синяя штриховая линия) и 20 мкВт (красная сплошная линия); (b) – светового сдвига КПН резонанса (синяя штриховая линия) и сигнала ошибки (зеленая сплошная линия) при мощности 10 мкВт

сигнала при разных мощностях оптического излучения. Из рисунка 3а видно, что при значении мощности СВЧ сигнала около 12 дБм кривые пересекаются. Точка пересечения соответствует значению амплитуды фазовой модуляции, при которой происходит подавление полевого сдвига. Кроме того, из сигнала пропускания возможно извлечь информацию о величине и знаке светового сдвига резонанса. Для этого, следуя [24], нужно интегрировать только относительно небольшой временной интервал сигнала с фотоприемника после фазового прыжка, когда наблюдается наибольшая динамика сигнала пропускания (см. рис. 2b). Синтезированный таким образом сигнал ошибки пропорционален световому сдвигу и, как видно из рис. 3b, имеет форму зависимости от мощности СВЧ модуляции, аналогичной сдвигу частоты, и обращается в нуль при мощности СВЧ модуляции, соответствующей условию подавления светово-

го сдвига. В результате появляется возможность для создания петли обратной связи, которая бы активно подавляла полевой сдвиг путем автоподстройки мощности СВЧ модуляции так, чтобы сигнал ошибки был равен нулю.

Прямое измерение стабильности атомного стандарта частоты при включенной и выключенной петле обратной связи подавления полевого сдвига подтверждает, что разработанный метод позволяет подавить полевой сдвиг резонанса КПП, и тем самым значительно улучшить долговременную стабильность лабораторного атомного стандарта частоты на основе эффекта КПП. Результаты измерений приведены на рис. 4, откуда видно, что применение мето-

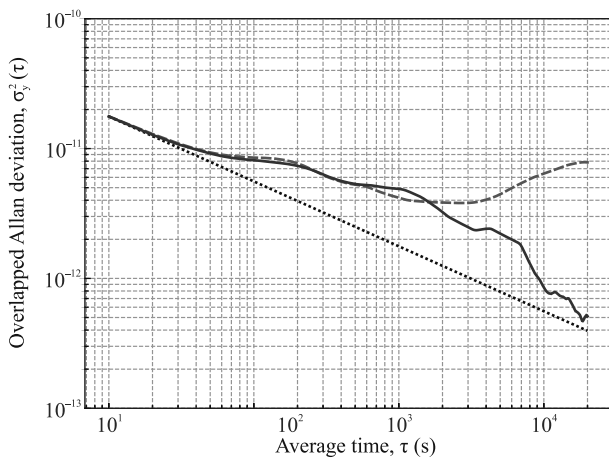


Рис. 4. (Цветной онлайн) Результаты измерения нестабильности атомных КПП часов: без активного подавления светового сдвига (красная штриховая кривая), при использовании системы активного подавления светового сдвига (синяя сплошная кривая), теоретическая зависимость  $5.6 \times 10^{-11} / \sqrt{\tau}$  нестабильности пассивного стандарта частоты от времени (штрих-пунктирная прямая линия)

да позволило уменьшить долговременную нестабильность атомных часов в 15 раз (с  $7.6 \times 10^{-12}$  до  $5.1 \times 10^{-13}$ ) при усреднении на интервале 20000 с и практически достичь теоретического значения долговременной нестабильности ( $4.0 \times 10^{-13}$ ), обусловленного кратковременной нестабильностью ( $5.6 \times 10^{-11}$  за 1 с).

Следует отметить, что продолжительность измерений в рамках данных экспериментов была ограничена  $\sim 8$  ч. Это было связано с тем, что рядом со зданием лаборатории, в которой проводились измерения, было начато строительство новых корпусов университета, поэтому измерения были ограничены ночным временем, когда не работала тяжелая строительная техника. Также следует отметить, что об-

щая длина оптического пути составляла около 1.5 м. Для защиты элементов установки от влияния потоков воздуха весь оптический тракт был защищен пластиковыми экранами. Однако это не позволило полностью подавить флуктуации температуры элементов установки, которые достаточно сильно влияли на стабильность стандарта частоты на интервале времен до 5000 с, что выразилось в характерном “горбе” на графике стабильности.

Таким образом, в данной работе экспериментально продемонстрирован метод активного подавления световых сдвигов опорного резонанса в атомных часах на основе эффекта КПП без использования модуляции мощности лазерного излучения. Был использован метод фазовых прыжков для формирования сигнала ошибки, пропорционального величине светового сдвига. Применение данного сигнала ошибки в дополнительной петле обратной связи позволяет обеспечить стабилизацию амплитуды СВЧ фазовой модуляции лазерного излучения вблизи значения, при котором отсутствует световой сдвиг КПП резонанса. В наших экспериментах в ячейке с парами  $^{87}\text{Rb}$  это привело к уменьшению долговременной нестабильности атомных КПП часов в 15 раз (до  $5.1 \times 10^{-13}$  при времени интегрирования 10000–20000 с) и к достижению уровня, сравнимого с теоретическим значением, обусловленного кратковременной нестабильностью ( $5.6 \times 10^{-11}$  за 1 с).

Работа поддержана грантом Российского научного фонда # 21-12-00057. Разработка системы активного управления параметрами оптического излучения накачки осуществлялась в рамках государственного задания # FSUS-2020-0036.

1. J. Kitching, *Appl. Phys. Rev.* **5**, 031302 (2018).
2. P. Cash, W. Krzewick, P. MacHado, K. R. Overstreet, M. Silveira, M. Stanczyk, D. Taylor, and X. Zhang, *Microsemi Chip Scale Atomic Clock (CSAC) technical status, applications, and future plans 2018 European Frequency and Time Forum (EFTF)*, Turin, Italy (2018), p. 65.
3. J. Camparo, *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **52**, 1075 (2005).
4. N. Cyr, M. Tetu, and M. Breton, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **42**, 640 (1993).
5. D. Radnatarov, S. Kobtsev, V. Andryushkov, and T. Steschenko, *Suppression of light-field shift of CPT resonances in optically dense media*, *Proc. SPIE* **11817**, Applied Optical Metrology IV, 1181700 (2021).
6. А. Н. Литвинов, И. М. Соколов, *Письма в ЖЭТФ* **113**, 791 (2021).
7. К. А. Баранцев, А. С. Курапцев, А. Н. Литвинов, *ЖЭТФ* **160**, 611 (2021).

8. Я. А. Фофанов, И. М. Соколов, *ЖЭТФ* **162**, 297 (2022).
9. К. А. Баранцев, Г. В. Волошин, А. С. Курашцев, А. Н. Литвинов, И. М. Соколов, *ЖЭТФ* **163**, 162 (2023).
10. M. Zhu and L. S. Cutler, *Theoretical and Experimental Study of Light Shift in a CPT-Based Rb Vapor Cell Frequency Standard, Proceedings of the 32th Annual Precise Time and Time Interval Systems and Applications Meeting, Reston, Virginia* (November 2000), p. 311.
11. R. Boudot, P. Dziuban, M. Hasegawa, R. K. Chutani, S. Galliou, V. Giordano, and C. Gorecki, *J. Appl. Phys.* **109**, 014912 (2011).
12. Y. Zhang, W. Yang, S. Zhang, and J. Zhao, *J. Opt. Soc. Am. B* **33**, 1756 (2016).
13. S. Yanagimachi, K. Harasaka, R. Suzuki, M. Suzuki, and S. Goka, *Appl. Phys. Lett.* **116**, 104102 (2020).
14. S. Karlen, T. Overstolz, J. Gobet, J. Haesler, F. Droz, and S. Lecomte, *Gold microdiscs as alkali preferential condensation spots for cell clock long-term frequency improvement*, 2018 European Frequency and Time Forum (EFTF), Turin, Italy (2018), p. 91.
15. V. I. Yudin, M. Yu. Basalaev, A. V. Taichenachev, J. W. Pollock, Z. L. Newman, M. Shuker, A. Hansen, M. T. Hummon, R. Boudot, E. A. Donley, and J. Kitching, *Phys. Rev. Appl.* **14**, 024001 (2020).
16. M. Abdel Hafiz, R. Vicarini, N. Passilly, C. E. Calosso, V. Maurice, J. W. Pollock, A. V. Taichenachev, V. I. Yudin, J. Kitching, and R. Boudot, *Phys. Rev. Appl.* **14**, 034015 (2020).
17. V. I. Yudin, A. V. Taichenachev, M. Yu. Basalaev, T. Zanon-Willette, J. W. Pollock, M. Shuker, E. A. Donley, and J. Kitching, *Phys. Rev. Appl.* **9**, 054034 (2018).
18. M. Abdel Hafiz, G. Coget, M. Petersen, C. Rocher, S. Guérandel, T. Zanon-Willette, E. de Clercq, and R. Boudot, *Phys. Rev. Appl.* **9**, 064002 (2018).
19. M. Shuker, J. W. Pollock, R. Boudot, V. I. Yudin, A. V. Taichenachev, J. Kitching, and E. A. Donley, *Phys. Rev. Lett.* **122**, 113601 (2019).
20. V. I. Yudin, A. V. Taichenachev, M. Yu. Basalaev, T. E. Mehlstäubler, R. Boudot, T. Zanon-Willette, J. W. Pollock, M. Shuker, E. A. Donley, and J. Kitching, *New J. Phys.* **20**, 123016 (2018).
21. M. Shuker, J. W. Pollock, R. Boudot, V. I. Yudin, A. V. Taichenachev, J. Kitching, and E. A. Donley, *Appl. Phys. Lett.* **114**, 141106 (2019).
22. M. Yu. Basalaev, V. I. Yudin, D. V. Kovalenko, T. Zanon-Willette, and A. V. Taichenachev, *Phys. Rev. A* **102**, 013511 (2020).
23. M. Y. Basalaev, V. I. Yudin, A. V. Taichenachev, M. I. Vaskovskaya, D. S. Chuchelov, S. A. Zibrov, V. V. Vassiliev, and V. L. Velichansky, *Phys. Rev. Appl.* **13**, 034060 (2020).
24. V. I. Yudin, M. Yu. Basalaev, A. V. Taichenachev, D. A. Radnatarov, V. A. Andryushkov, and S. M. Kobtsev, *J. Phys. Conf. Ser.* **2067**, 012003 (2021).
25. V. Andryushkov, D. Radnatarov, S. Kobtsev, M. Basalaev, and V. Yudin, *Active light shift suppression in CPT atomic clock, Proceedings of the 15th Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO-PR 2022, 31 July – 5 August, Sapporo, Japan)*, P-CTh6-01 (2022).
26. S. Kobtsev, S. Donchenko, S. Khripunov, D. Radnatarov, I. Blinov, and V. Palchikov, *Opt. Laser Technol.* **119**, 105634 (2019).