

Термокомпенсация в квантовых стандартах частоты на основе эффекта когерентного пленения населённостей

Данил Александрович Парёхин

Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений, г. п. Менделеево, Московская обл., Россия, paryohin@vniiftri.ru

Аннотация. Рассмотрена задача разработки системы термокомпенсации в квантовых стандартах частоты на основе эффекта когерентного пленения населённостей. Разработка такой системы существенно снижает температурный коэффициент частоты, значение которого на порядок больше, чем в рубидиевых стандартах частоты. Одним из способов уменьшения температурного коэффициента частоты является термокомпенсация. Предложен метод термокомпенсации на основе эффекта Зеемана для сдвига действительного значения частоты. Рассмотрен способ определения минимального значения магнитного поля, при котором отсутствует влияние магниточувствительных резонансов на эталонный резонанс. Представлены результаты работы квантового стандарта частоты до включения системы термокомпенсации и после.

Ключевые слова: стандарт частоты, когерентное пленение населённостей, эффект Зеемана, температурный коэффициент частоты

Для цитирования: Парёхин Д. А. Термокомпенсация в квантовых стандартах частоты на основе эффекта когерентного пленения населённостей // Измерительная техника. 2021. № 6. С. 8–12. <https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2021-6-8-12>

Thermal compensation in quantum frequency standards based on the effect of coherent population trapping

Danil A. Paryohin

Russian Metrological Institute of Technical Physics and Radio Engineering (VNIIFTRI), Mendeleevo, Moscow region, Russia, paryohin@vniiftri.ru

Abstract. The problem of developing a thermal compensation system in quantum frequency standards based on the effect of coherent population trapping is considered. The development of such a system significantly reduces the temperature coefficient of frequency, the value of which is an order of magnitude higher than in rubidium frequency standards. One of the ways to reduce the temperature coefficient of frequency is temperature compensation. A method of thermal compensation based on the Zeeman effect for the shift of the actual frequency is proposed. A method for determining the minimum value of the magnetic field at which there is no influence of magnetosensitive resonances on the reference resonance is considered. The results of the operation of the quantum frequency standard before and after switching on the thermal compensation system are presented.

Keywords: frequency standard, coherent population trapping, Zeeman effect, temperature coefficient of frequency

Введение. Исследования резонансов когерентного пленения населённостей показали преимущества квантовых стандартов частоты, основанных на эффекте когерентного пленения населённостей, по сравнению с малогабаритными рубидиевыми стандартами частоты [1–3]. Основные преимущества квантовых стандартов частоты на основе эффекта когерентного пленения населённостей (КСЧ КПН) – отсутствие необходимости использования сверхвысокочастотного резонатора [4] и спектральной лампы, заполненной парами щелочного металла (цезия, рубидия) и имеющей высокое энергопотребление (порядка 0,5 Вт). Данные преимущества позволяют при сохранении высоких метрологических характеристик КСЧ КПН

существенно уменьшить габаритные размеры устройства и энергопотребление.

Принцип работы КСЧ КПН заключается в измерении частотной расстройке двух световых волн, при которых атом переходит в суперпозиционное состояние, не взаимодействующее с данными оптическими полями. Для наблюдения эффекта КПН ток инжекции поверхностно-излучающего лазера с вертикальным резонатором модулируется с частотой, равной половине сверхтонкого расщепления атомов в основном состоянии. Такая модуляция создаёт боковые полосы на оптической несущей частоте, отстроенные от несущей частоты на частоту модуляции. Эти две боковые полосы первого порядка образуют оптическую лямбду,

необходимую для возбуждения КПН-резонанса. Модулированный свет проходит через пары щелочного металла, мощность прошедшего света детектируется с помощью фотодиода. При разнице расстроек боковых полос, равной частоте сверхтонкого перехода, происходит просветление среды, что приводит к увеличению сигнала на фотодиоде. В отсутствие магнитного поля система находится в вырожденном состоянии. Для снятия вырождения в КСЧ КПН применяются катушки Гельмгольца, установленные внутри физического блока дискриминатора частоты. Магнитное поле регулируется с помощью изменения тока, подаваемого на катушки Гельмгольца. Рабочее значение магнитного поля следует выбирать из диапазона, при котором магнитное поле было бы достаточно большим, чтобы снять вырожденное состояние, и достаточно малым, чтобы связанный с квадратичным эффектом Зеемана сдвиг частоты не преобладал над другими источниками сдвига частоты эталонного КПН-резонанса под воздействием флуктуации тока катушек подмагничивания.

Метрологические характеристики (нестабильность частоты и отклонение действительного значения частоты) КСЧ КПН сопоставимы с характеристиками малогабаритных рубидиевых стандартов частоты, но при этом КСЧ КПН имеют меньшие габаритные размеры и на порядок меньше потребляют энергии [5]. Однако большой вклад в нестабильность частоты на суточном интервале усреднений в КСЧ КПН вносит высокий температурный коэффициент частоты (ТКЧ). Основным способом снижения ТКЧ является термостабилизация стандарта частоты, что неминуемо ведёт к повышению энергопотребления. Альтернативой термостабилизации служит добавление в КСЧ КПН системы термокомпенсирующего воздействия, рассчитанного по показаниям датчика температуры, расположенного внутри корпуса КСЧ. Для разработки такой системы требуется выбрать не только источник данных для управляющего воздействия (местоположение датчика температуры), но и элемент управления. Элементом управляющего воздействия для компенсации погрешности, связанной с изменением температуры окружающей среды, может быть магнитное поле, создаваемое катушками подмагничивания, которые расположены внутри физического блока дискриминатора частоты.

Цель работы – показать применимость эффекта Зеемана для термокомпенсации в КСЧ КПН.

Методы. Как показано в работах [6, 7] зависимость смещения частоты КПН-резонансов в слабом внешнем магнитном поле определяется линейным и квадратичным эффектом Зеемана. При включении магнитного поля КПН-резонанс расщепляется на три резонанса: магнитонезависимый центральный резонанс с частотой ω_{hfs} и два магнитозависимых резонанса, подверженных линейному эффекту Зеемана с различным знаком.

Запишем функции сдвига частоты для «правого» (положительный сдвиг частоты), эталонного и «левого» (отрицательный сдвиг частоты) резонансов соответственно:

$$\Delta f_r = \omega_{hfs} + \frac{2g_I\mu_N}{\hbar}H + \frac{3g_J^2\mu_B^2}{8\omega_{hfs}\hbar^2}H^2, \quad (1)$$

$$\Delta f_{cl} = \omega_{hfs} + \frac{3g_J^2\mu_B^2}{8\omega_{hfs}\hbar^2}H^2; \quad (2)$$

$$\Delta f_l = \omega_{hfs} - \frac{2g_I\mu_N}{\hbar}H + \frac{3g_J^2\mu_B^2}{8\omega_{hfs}\hbar^2}H^2, \quad (3)$$

где ω_{hfs} – частота сверхтонкого перехода ^{87}Rb ; μ_B – магнетон Бора; μ_N – ядерный магнетон; g_I – ядерный фактор Ланде; g_J – электронный фактор Ланде; $\hbar$ – постоянная Дирака; H – магнитное поле.

Из-за особенностей метода опроса КПН-резонанса, в котором частота модуляции и амплитуда частотой модуляции существенно больше ширины исследуемого резонанса, данный метод известен как метод Паунда-Древера-Холла [8]. В спектре сигнала ошибки появляются боковые полосы, отстроенные на частоту модуляции (рис. 1).

При слабых магнитных полях боковые полосы «правого» и «левого» КПН-резонансов влияют на эталонный резонанс, что приводит к сдвигу действительного значения частоты. Выбор слишком больших магнитных полей приводит к тому, что вклад в нестабильность частоты, связанный с шумами источника тока катушек Гельмгольца, становится преобладающим над остальными источниками шумов при определении нестабильности частоты КСЧ КПН. Данный факт требует определения минимального магнитного поля, при котором «левый» и «правый» КПН-резонансы не оказывают влияния на сдвиг частоты эталонного КПН-резонанса. Для определения такого значения магнитного поля была собрана экспериментальная установка, в которой частота выходного сигнала КСЧ КПН 10 МГц сравнивается с опорной частотой водородного стандарта частоты Ч1-1006 с помощью компаратора Ч7-315. Данные с компаратора поступают на персональный компьютер и записываются в файл в соответствии с текущим значением тока в катушках Гельмгольца.

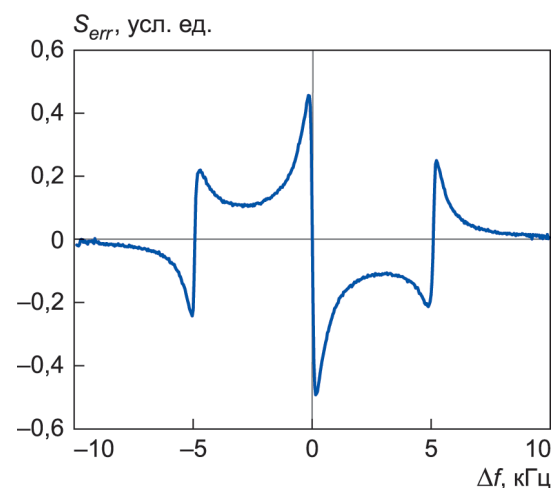


Рис. 1. Сигнал ошибки частоты S_{err} КСЧ КПН при использовании метода Паунда-Древера-Холла при отстройке генератора 3,417 ГГц

Fig. 1. Error signal of the frequency S_{err} QSC CPT when using the Pound-Drever-Hall method at 3.417 GHz oscillator detuning

Результаты. На экспериментальной установке исследована зависимость сдвига частоты КПН-резонансов от магнитного поля. По результатам исследований построены зависимости сдвига частоты КПН-резонансов от магнитного поля, создаваемого с помощью катушек Гельмгольца (рис. 2). На рис. 3 представлена зависимость эталонного КПН-резонанса от магнитного поля.

Для КПН-резонансов, имеющих сдвиг частоты, обоснованный линейным эффектом Зеемана, определена аналитическая зависимость сдвига среднего значения «правого» и «левого» резонансов от магнитного поля. Исходя из (1)–(3) запишем

$$(\Delta f_r + \Delta f_l)/2 = \Delta f_{cl},$$

т. е. полученная аналитическая зависимость должна в пределах погрешности повторять экспериментальную зависимость сдвига

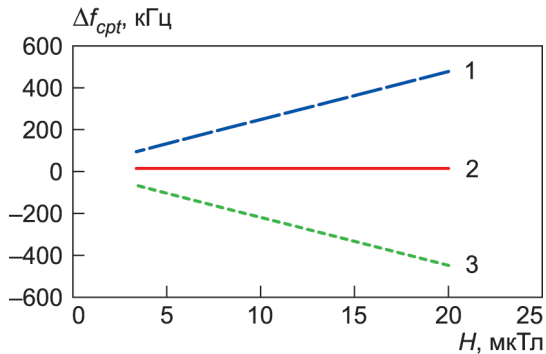


Рис. 2. Зависимость сдвига частоты Δf_{cpt} КПН-резонанса от магнитного поля H для магнитозависимых резонансов («правого» 1 и «левого» 3) и эталонного (прямая 2) резонанса

Fig. 2. Dependence of the frequency shift Δf_{cpt} of the CPT resonance on the magnetic field H for magnetically dependent resonances ("right" 1 and "left" 3) and reference (straight line 2) resonances

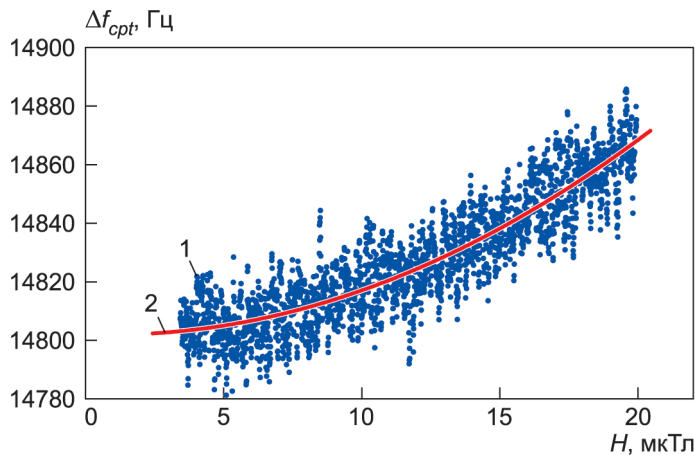


Рис. 3. Зависимость сдвига частоты Δf_{cpt} эталонного (6,834 ГГц) КПН-резонанса от магнитного поля: 1 – эталонный резонанс; 2 – полиномиальная (эталонный резонанс)

Fig. 3. Dependence of the frequency shift Δf_{cpt} of the reference (6.834 GHz) CPT resonance on the magnetic field: 1 – reference resonance; 2 – polynomial (reference resonance)

частоты эталонного резонанса от магнитного поля (см. (2)). Полученные результаты представлены на рис. 4.

Анализ результатов. Анализ рис. 4 показывает, что экспериментальная зависимость сдвига частоты совпадает с аналитической зависимостью только для магнитных полей более 11 мкТл, а для магнитных полей меньше этого значения возникает несоответствие теоретическим формулам. Это несоответствие объясняется влиянием магниточувствительных КПН-резонансов (1), (3), а именно их боковых полос, взаимодействующих с эталонным резонансом. Данный факт ограничивает минимальное магнитное поле, для которого отсутствует влияние магниточувствительных резонансов. Максимальное поле определяется из требуемого диапазона перестройки, который, в свою очередь, определяется из собственного ТКЧ и рабочего температурного диапазона прибора.

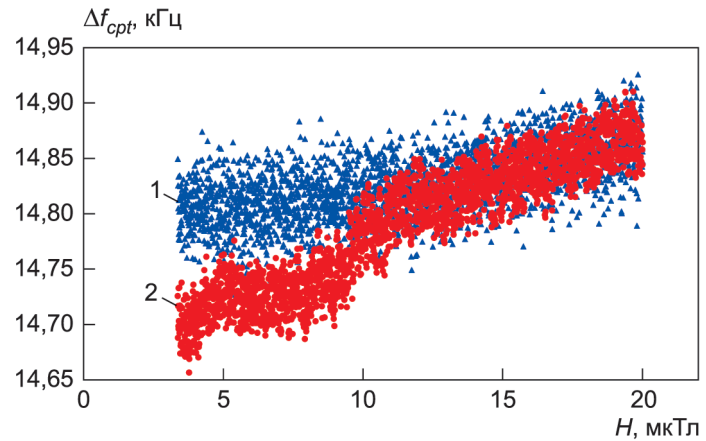


Рис. 4. Зависимость сдвига частоты Δf_{cpt} КПН-резонанса от магнитного поля: 1 – эталонный резонанс; 2 – аналитическая зависимость

Fig. 4. Dependence of the frequency shift Δf_{cpt} of the CPT resonance on the magnetic field: 1 – reference resonance; 2 – analytical dependence

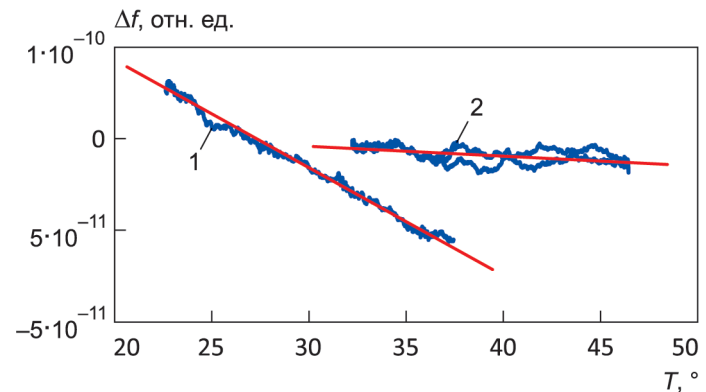


Рис. 5. Относительный сдвиг частоты Δf резонанса без термокомпенсации (1) и с термокомпенсацией магнитным полем (2)

Fig. 5. Relative frequency shift Δf of resonance without temperature compensation (1) and with temperature compensation by a magnetic field (2)

Для определения влияния температуры окружающей среды на выходную частоту КСЧ КПН разместили в климатической камере, которая позволяла изменять температуру внутри камеры заранее запрограммированным образом. Запись показаний датчика температуры, установленного внутри корпуса КСЧ КПН, а также запись данных текущего сдвига частоты, позволили построить зависимости сдвига частоты от температуры внутри корпуса. На рис. 5 (кривая 1) представлена зависимость сдвига частоты от температуры внутри корпуса.

Проанализируем зависимость сдвига частоты эталонного резонанса от магнитного поля и сдвига частоты от температуры и определим необходимое изменение магнитного поля для устранения влияния температуры на сдвиг частоты. Результаты повторного эксперимента, с использованием разработанной системы термокомпенсации представлены также на рис. 5 (кривые 2). Внедрение системы термокомпенсации, для которой зависимость действительного значения частоты от внешней температуры и магнитного поля рассмотрены в линейном приближении, позволяет уменьшить ТКЧ не менее чем в 10 раз. Экспериментально был обеспечен ТКЧ на уровне $5,4 \cdot 10^{-13}$.

Заключение. Выбор значения магнитного поля для снятия вырожденного состояния требует детальных исследований. Применение квадратичного эффекта Зеемана для компенсации сдвига частоты КСЧ КПН, связанного с изменением температуры окружающей среды, позволяет уменьшить ТКЧ не менее чем в 10 раз, что позволяет расширить диапазон рабочих температур и обеспечить метрологические характеристики КСЧ КПН, сопоставимые с результатами, полученными авторами [9–12]. Выбор рабочих значений магнитного поля для КСЧ КПН требует проведения дополнительных исследований влияния магнитных полей на сдвиг частоты эталонного КПН-резонанса с учётом метода его опроса.

Список литературы

1. Hayes R. E., Bennett T. J., Norton G. T., Zepler M. M., *Electronics Letters*, 1970, vol. 6, no. 23, pp. 734–735. <https://doi.org/10.1049/el:19700509>
2. Rochat P., Leuenberger B., Stehlin X., *Proceedings of the 2002 IEEE International Frequency Control Symposium and PDA Exhibition*, New Orleans, LA, USA, 2002, pp. 451–454. <https://doi.org/10.1109/FREQ.2002.1075924>
3. Koyama Y., Matsuura H., Atsumi K., Nakamuta K., Sakai M., Maruyama I., *Proceedings of the 2000 IEEE/EIA International Frequency Control Symposium and Exhibition*, Kansas City, MO, USA, 2000, pp. 694–699. <https://doi.org/10.1109/FREQ.2000.887439>
4. Hu J. et al., *Proceedings of the 2007 IEEE International Frequency Control Symposium Joint with the 21st European Frequency and Time Forum*, Geneva, 2007, pp. 599–601. <https://doi.org/10.1109/FREQ.2007.4319142>
5. Kozlova O., Danet J., Guérandel S., E. de Clercq, *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 2014, vol. 63, no. 7, pp. 1863–1870. <https://doi.org/10.1109/TIM.2014.2298672>

6. Зибров С. А., Величанский В. Л., Зибров А. С., Тайченачев А. В., Юдин В. И. Экспериментальное исследование темного псевдорезонанса на D_1 линии ^{87}Rb при возбуждении линейно поляризованным полем // Письма в ЖЭТФ. 2005. Т. 82. Вып. 8. С. 534–538.

7. Казаков Г. А., Матисов Б. Г., Мазец И. Е., Рождественский Ю. В. Темные резонансы в атомарных парах ^{87}Rb при взаимодействии с полем сонаправленных линейно-поляризованных волн различных частот // Журнал технической физики. 2006. Т. 76. Вып. 11. С. 20–29.

8. Drever R. W. P., Hall J. L., Kowalski F. V., Hough J., Ford G. M., Munley A. J., Ward H., *Applied Physics B*, 1983, 31(2), 97–105. <https://doi.org/10.1007/BF00702605>

9. Krzewick W., Mitchell J., Bollettiero J., Cash P., Wellwood K., Kosvin I., Zanca L., *Proceedings of the 2020 International Technical Meeting of The Institute of Navigation*, San Diego, California, January 2020, pp. 1070–1083. <https://doi.org/10.33012/2020.17198>

10. Lutwak R., Vlitaz P., Varghese M., Mescher M., Serkland D. K., Peake G. M., *Proceedings of the 2005 IEEE International Frequency Control Symposium and Exposition*, Vancouver, BC, 2005, p. 6. <https://doi.org/10.1109/FREQ.2005.1574029>

11. Knappe S., Gerginov V., Schwindt P. D. D., Shah V., Robinson H. G., Hollberg L., and Kitching J., *Optics Letters*, 2005, vol. 30, no. 18, pp. 2351–2353. <https://doi.org/10.1364/OL.30.002351>

12. Zhao J., Liu R., Meng H., Hu E., He C., Wang Z., *Progress towards chip-scale atomic clock in Peking University, 2017 Joint Conference of the European Frequency and Time Forum and IEEE International Frequency Control Symposium (EFTF/IFCS)*, 2017, Besancon, pp. 611–613. <https://doi.org/10.1109/FCS.2017.8088973>

References

1. Hayes R. E., Bennett T. J., Norton G. T., Zepler M. M., *Electronics Letters*, 1970, vol. 6, no. 23, pp. 734–735. <https://doi.org/10.1049/el:19700509>
2. Rochat P., Leuenberger B., Stehlin X., *Proceedings of the 2002 IEEE International Frequency Control Symposium and PDA Exhibition*, New Orleans, LA, USA, 2002, pp. 451–454. <https://doi.org/10.1109/FREQ.2002.1075924>
3. Koyama Y., Matsuura H., Atsumi K., Nakamuta K., Sakai M., Maruyama I., *Proceedings of the 2000 IEEE/EIA International Frequency Control Symposium and Exhibition*, Kansas City, MO, USA, 2000, pp. 694–699. <https://doi.org/10.1109/FREQ.2000.887439>
4. Hu J. et al., *Proceedings of the 2007 IEEE International Frequency Control Symposium Joint with the 21st European Frequency and Time Forum*, Geneva, 2007, pp. 599–601. <https://doi.org/10.1109/FREQ.2007.4319142>
5. Kozlova O., Danet J., Guérandel S., E. de Clercq, *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 2014, vol. 63, no. 7, pp. 1863–1870. <https://doi.org/10.1109/TIM.2014.2298672>
6. Zibrov S. A., Velichanskiy V. L., Zibrov A. S., Taichenachev A. V., Yudin V. I., *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 2005, vol. 82, Iss. 8, pp. 477–481. <https://doi.org/10.1134/1.2150865>

7. Kazakov G. A., Matisov B. G., Mazets I. E., Rozhdestvensky Yu. V., *Technical Physics*, 2006, 51, pp. 1414–1424.

<https://doi.org/10.1134/S1063784206110041>

8. Drever R. W. P., Hall J. L., Kowalski F. V., Hough J., Ford G. M., Munley A. J., Ward H., *Applied Physics B*, 1983, 31(2), 97–105.

<https://doi.org/10.1007/BF00702605>

9. Krzewick W., Mitchell J., Bollettiero J., Cash P., Wellwood K., Kosvin I., Zanca L., *Proceedings of the 2020 International Technical Meeting of The Institute of Navigation*, San Diego, California, January 2020, pp. 1070–1083. <https://doi.org/10.33012/2020.17198>

10. Lutwak R., Vlitaz P., Varghese M., Mescher M., Serkland D. K., Peake G. M., *Proceedings of the 2005 IEEE International Frequency*

Control Symposium and Exposition, Vancouver, BC, 2005, p. 6. <https://doi.org/10.1109/FREQ.2005.1574029>

11. Knappe S., Gerginov V., Schwindt P. D. D., Shah V., Robinson H. G., Hollberg L., and Kitching J., *Optics Letters*, 2005, vol. 30, no. 18, pp. 2351–2353.

<https://doi.org/10.1364/OL.30.002351>

12. Zhao J., Liu R., Meng H., Hu E., He C., Wang Z., *Progress towards chip-scale atomic clock in Peking University, 2017 Joint Conference of the European Frequency and Time Forum and IEEE International Frequency Control Symposium (EFTF/IFCS)*, 2017, Besancon, pp. 611–613.

<https://doi.org/10.1109/FCS.2017.8088973>

Статья поступила в редакцию 01.12.2021; принята к публикации 13.04.2021.