

Контраст Рэмси-КПН резонансов в тушащих и деполяризующих газах

Д. С. Чучелов, М. И. Васьковская, Е. А. Цыганков¹⁾, С. А. Зибров, К. М. Сабакарь, В. В. Васильев, В. Л. Величанский

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 13 ноября 2023 г.

После переработки 20 ноября 2023 г.

Принята к публикации 22 ноября 2023 г.

Молекулярный азот часто используется в качестве буферного газа в ячейках с щелочными металлами благодаря его известному свойству тушения флуоресценции. Широко распространено мнение, что устранение спонтанного излучения уменьшает ширину резонанса когерентного пленения населенностей. Однако наши недавние результаты не подтвердили это положительное действие молекулярного азота в типичных диапазонах концентраций ^{87}Rb и давлений буферных газов. Напротив, экспериментально наблюдалось негативное влияние тушения – контраст резонанса когерентного пленения населенностей в $\sigma^+-\sigma^+$ конфигурации полей был ниже в ячейках с молекулярным азотом. В данной работе эти результаты получают подтверждение в импульсной схеме регистрации резонанса когерентного пленения населенностей методом Рэмси-спектроскопии. В работе приводятся результаты сравнения характеристик центрального резонанса Рэмси в молекулярном азоте и в неоне, показано, что применение неона обеспечивает лучшее соотношение контраста к ширине.

DOI: 10.31857/S123456782401004X, EDN: satmmf

1. Введение. Открытие эффекта когерентного пленения населенностей (КПН), позволяющего опрашивать микроволновые переходы в атомах оптическими методами, привело к разработке атомных часов в масштабе чипа [1], использующихся в настоящее время в навигации и системах связи [2], в малых спутниках, известных как “CubeSats” [3], в задачах подводного зондирования [4] и других. Такие часы имеют малые размеры и энергопотребление, но для их применения в более широком спектре приложений требуется повысить стабильность их частоты [5].

Стеклоянная ячейка, содержащая атомы щелочного металла, является одним из основных элементов часов. Обычно она наполняется буферными газами для снижения скорости релаксации когерентности и сужения опорного резонанса. Азот часто предпочитают другим газам, из-за его способности тушить спонтанное излучение, которое должно приводить к дополнительному уширению резонанса [1, 6]. С другой стороны, известно, что благородные газы, практически не тушащие флуоресценцию, эффективнее деполяризуют возбужденное состояние атомов щелочного металла [7]. Этот эффект возникает вследствие быстрой релаксации состояния с ненулевым угловым моментом

при столкновениях с газом, что приводит к выравниванию населенностей подуровней возбужденного состояния [8, 9].

В нашей недавней работе [10] было сделано предположение, что тушение может уменьшить степень деполяризации возбужденного состояния, поскольку сечения столкновений для этих эффектов сравнимы по величине. Мы провели численный расчет эффекта оптической накачки в атомах ^{87}Rb с учетом всех подуровней D_1 линии. Рассмотрены два предельных случая: 1) деполяризация возбужденного состояния отсутствует и 2) населенности подуровней возбужденного состояния равны. Во втором случае контраст КПН-резонанса в два раза выше при значительной скорости оптической накачки. Мы пришли к выводу, что азот должен обеспечивать меньший контраст, чем благородные газы, из-за меньшей деполяризации возбужденного состояния, и подтвердили это экспериментально для $\sigma^+-\sigma^+$ схемы, используемой в атомных часах в масштабе чипа.

Рэмси-спектроскопия [11] в настоящее время является привлекательным подходом к разработке миниатюрных КПН-часов с улучшенной стабильностью частоты [12–14], поскольку импульсная схема обеспечивает подавление светового сдвига частоты перехода сверхвысокочастотного (СВЧ) диапазона по сравнению с непрерывным взаимодействием.

¹⁾e-mail: tsyganov.e.a@yandex.ru

В этой работе мы показали, что неон обеспечивает большее отношение контраст/ширина центрального резонанса Рэмси, чем азот, и измерили соответствующую разницу в кратковременной стабильности частоты.

2. Эксперимент. Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Использовался одно-модовый лазер с вертикальным резонатором, излучающий с поверхности на длине волны $\simeq 795$ нм. Ток инжекции лазера модулировался СВЧ-сигналом на частоте, близкой к 3.4 ГГц, и первые боковые полосы полихроматического оптического поля настраивались на переходы $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$, $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$ D₁ линии ^{87}Rb . Величина тока инжекции составляла 1.15 мА, а мощность СВЧ-поля выбиралась так, чтобы интенсивность первых боковых полос спектра была максимальной. Для реализации импульсной схемы возбуждения резонанса КПН использовался акустооптический модулятор АОМ. Дифрагированный пучок первого порядка проходил через атомную ячейку и регистрировался фотодетектором PD. Для формирования резонанса КПН в конфигурации $\sigma^+ - \sigma^+$ использовалась четвертьволновая пластинка $\lambda/4$. Диаметр лазерного луча составлял 3 мм. Частота лазерного излучения стабилизировалась на значении, соответствующем максимуму контура поглощения. Для этого ток инжекции модулировался на частоте 15 кГц, а сигнал обратной связи использовался для управления температурой лазера.

Синусоидальный сигнал частотой 80 МГц, подаваемый на АОМ, модулировался последовательно прямоугольных импульсов; см. рис. 1b. Конфигурация полей для Рэмси-спектроскопии резонанса КПН отличается от традиционной, содержащей как оптические, так и микроволновые импульсы [15]. Последовательность импульсов в Рэмси-КПН состоит только из оптических импульсов. Импульс накачки должен иметь достаточную длительность и амплитуду, чтобы распределение населенностей по магнитным подуровням основного состояния и когерентность рабочих подуровней вышли на стационарные значения. Длительность детектирования должна быть достаточно малой, чтобы излучение практически не возмущало атомы. В нашем эксперименте за импульсом накачки длительностью T_p следовало время свободной эволюции T_R . Сигнал пропускания атомной ячейки регистрировался в начале каждого импульса накачки в течение $\tau_d = 5$ мкс. Для наблюдения осцилляций Рэмси (рис. 2) частота СВЧ-поля линейно сканировалась вблизи значения, соответствующего частоте метрологического перехода. Сбор данных и управление конфигурацией последо-

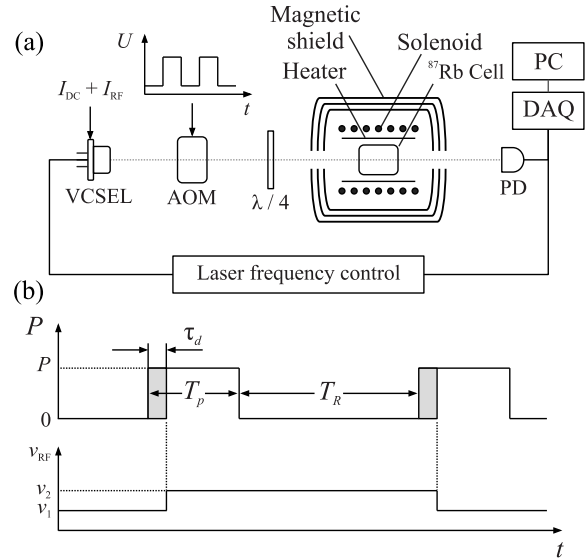


Рис. 1. (a) – Схема экспериментальной установки. (b) – Диаграмма последовательности оптических импульсов: T_p – длительность импульса накачки; T_R – длительность времени свободной эволюции; τ_d – длительность детектирования; P – мощность лазерного излучения в течение импульса накачки. В режиме измерения стабильности частоты резонанса КПН значение частоты СВЧ-сигнала переключалось между ν_1 и ν_2 после фазы детектирования в каждом цикле

вательности импульсов осуществлялись с использованием платы NI PCIe-6363 и программного обеспечения LabVIEW. Сигнал с фотодетектора использовался как в контуре стабилизации частоты лазера, так и для регистрации сигналов Рэмси-КПН.

Мы использовали две цилиндрические атомные ячейки (диаметром 8 мм и длиной 15 мм) с ^{87}Rb , одну заполненную азотом (N_2), а другую – неон (Ne), обе при давлении 90 Торр. Ячейки исследовались поочередно в одинаковых экспериментальных условиях. Атомная ячейка помещалась в продольное магнитное поле величиной 0.02 Гс для выделения метрологического СВЧ-резонанса от магниточувствительных на подуровнях $m_{F_g} = \pm 1$. Температура атомной ячейки поддерживалась на уровне 66 °С, а ее вариации в ходе эксперимента не превышали 0.01 °С. Ячейка, нагреватель и соленоид были помещены в трехслойный магнитный экран, обеспечивавший подавление лабораторного магнитного поля более чем в 500 раз.

Известно, что ширина центрального резонанса Рэмси обратно пропорциональна времени свободной эволюции, а его амплитуда экспоненциально затухает с ростом T_R . Поэтому максимальное отношение амплитуда/ширина достигается при определенном

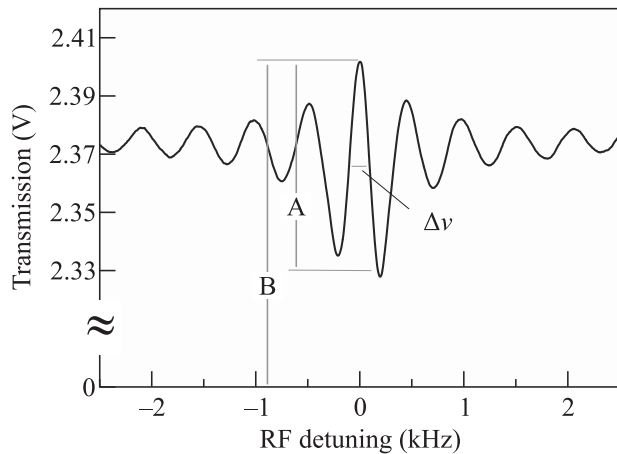


Рис. 2. Резонанс Рэмси-КПН, полученный в ячейке с 90 Торр неона (скользящее среднее по 5 точкам). Экспериментальные параметры: $P = 30$ мкВт, $T_p = 3$ мс, $T_R = 1.8$ мс, $\tau_d = 5$ мкс. $\Delta\nu$ – полная ширина на полувысоте, $C = A/B$ – контраст резонанса

значении T_R , близким по величине времени релаксации когерентности основного состояния. Последнее мы оценили по ширине резонанса КПН $\Delta\nu$, зарегистрированного в непрерывном режиме при экстраполяции оптической мощности к нулю, $1/\pi\Delta\nu \simeq 1.8$ мс для двух газов. Далее в эксперименте мы использовали $T_R = 1.8$ мс, чтобы получить соотношение амплитуда/ширина, близкое к максимальному.

Кратковременная стабильность частоты атомных часов часто характеризуется отношением контраста резонанса к его ширине Q [16] при условии ограничения дробовым шумом. Мы измерили ширину $\Delta\nu$ и контраст C (рис. 2) центрального резонанса Рэмси и получили зависимость Q от оптической мощности для обеих исследуемых ячеек; см. рис. 3. Максимальное значение $Q \simeq 8\%/кГц$ для N_2 достигается в диапазоне 30–40 мкВт. При более высокой мощности излучения Q уменьшается за счет эффективной накачки атомов в непоглощающее состояние $F_g = 2, m_F = +2$. В ячейке с Ne мы получили в 2.5 раза большее значение $Q \simeq 20\%/кГц$ в диапазоне 70–100 мкВт.

Для подтверждения преимуществ использования Ne в импульсной $\sigma^+ - \sigma^+$ схеме мы провели измерения стабильности частоты способом, описанным в [12]. Генератор СВЧ-поля Agilent 8257C был синхронизирован с пассивным водородным стандартом VCN-1007, а регистрировался сигнал коррекции частоты. Для этого частота СВЧ-поля переключалась после времени детектирования в каждом цикле, и регистрировалась разность сигналов пропускания атомной ячейки на частотах СВЧ-поля ν_1 и ν_2 ; см. рис. 1б.

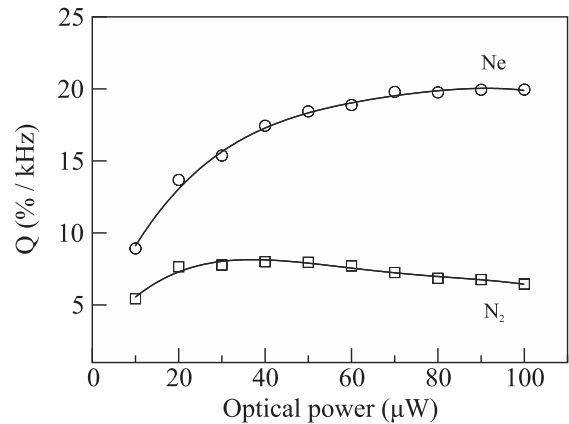


Рис. 3. Зависимости отношения контраста к ширине центрального резонанса Рэмси от оптической мощности в ячейках с неона и азотом. Экспериментальные параметры: $T_p = 3$ мс, $T_R = 1,8$ мс, $\tau_d = 5$ мкс

Разность частот $\nu_1 - \nu_2$ устанавливалась близкой к полуширине центрального резонанса для достижения максимального наклона корректирующего сигнала. Таким образом, записанный корректирующий сигнал позволяет измерить стабильность частоты резонанса Рэмси относительно водородного стандарта.

Измеренные зависимости девиации Аллана от времени измерения для N_2 и Ne показаны на рис. 4.

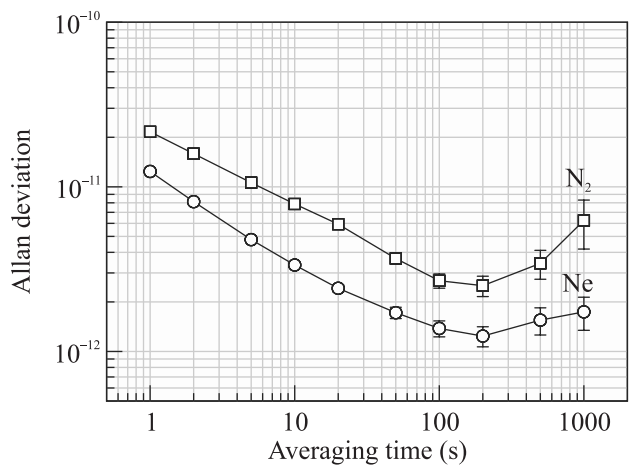


Рис. 4. Девиация Аллана частоты центрального резонанса Рэмси-КПН в исследуемых ячейках

Мощность излучения во время импульса накачки составила 30 мкВт для N_2 и 80 мкВт для Ne. На основании полученных значений Q ожидалось, что стабильность частоты до 100 с в ячейке с Ne будет в 2,5 раза лучше, чем в N_2 . Экспериментально достигнуто улучшение стабильности частоты примерно в 2 раза. Однако мы зарегистрировали более высокий уровень шума в Ne по сравнению с N_2 даже при оди-

наковой мощности лазера. Из-за различия коэффициентов столкновительного уширения [17] контур поглощения атомов рубидия в ячейке с Ne имеет меньшую ширину, чем в ячейке с N₂ в тех же условиях. Это приводит к увеличению амплитуды шума, вызванного флуктуациями частоты лазера, которые можно подавить с помощью широкополосной петли обратной связи в системе стабилизации частоты лазера. Отметим, что давление 90 Торр не является оптимальным для размера используемых ячеек, но подходит для демонстрации различий между газами. Ухудшение стабильности после 200 секунд вызвано температурным дрейфом, который сильно влияет на частоту резонанса КПН в атомных ячейках с одним буферным газом. Температурную чувствительность можно подавить, используя смесь двух газов с линейными температурными коэффициентами противоположных знаков. Чаще всего используют смеси Ar-N₂ и Ar-Ne, из которых последняя будет иметь преимущество более высокого отношения контраста к ширине.

3. Заключение. В работе приводятся результаты исследования КПН-резонансов в импульсной схеме регистрации в миниатюрных газовых ячейках. Представлены результаты сравнения характеристик центрального резонанса Рэмси-КПН в $\sigma^+-\sigma^+$ схеме возбуждения в ⁸⁷Rb, в ячейках с молекулярным азотом и неоном. Показано, что в одинаковых экспериментальных условиях отношение контраста резонанса к его ширине больше для ячейки с неоном, что обусловлено более высокой степенью выравнивания населенностей подуровней возбужденного состояния и, следовательно, меньшей оптической накачкой в крайнее непоглощающее состояние. Измерения девиации Аллана продемонстрировали улучшение кратковременной стабильности частоты центрального резонанса в 2 раза в случае ячейки с неоном. Таким образом, в миниатюрных атомных часах предпочтительным является применение газовых ячеек со смесью благородных буферных газов.

4. Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет средств Российского научного фонда (грант # 19-12-00417). Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

5. Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

1. J. Kitching, *Appl. Phys. Rev.* **5**, 031302 (2018).
2. M.S. Grewal, L.R. Weill, and A.P. Andrews, *Global Positioning Systems, Inertial Navigation, and Integration*, Wiley-Interscience, Hoboken, NJ (2007).
3. Z. Warren, H. Kettering, and J. Camparo, in: *Proceedings of the 52nd Annual Precise Time and Time Interval Systems and Applications Meeting* (2021). URL: <https://www.ion.org/publications/browse.cfm?proceedingsID=154>.
4. Microchip Technology Incorporated, <https://ww1.microchip.com/downloads/en/DeviceDoc/00003876.pdf>.
5. M. Travagnin, Joint Research Center, <https://publications.jrc.ec.europa.eu/repository/handle/JRC125394>.
6. J. Vanier and C. Audoin, *The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards*, CRC Press, Boca Raton (1989).
7. W. Happer, *Rev. Mod. Phys.* **44**, 169 (1972).
8. W. Franzen and A.G. Emslie, *Phys. Rev.* **108**, 1453 (1957).
9. A.I. Okunevich and V.I. Perel', *Soviet Physics JETP* **31**, 666 (1970).
10. K.M. Sabakar, M.I. Vaskovskaya, D.S. Chuchelov, E.A. Tsygankov, V.V. Vassiliev, S.A. Zibrov, and V.L. Velichansky, *Phys. Rev. Appl.* **20**, 034015 (2023).
11. N.F. Ramsey, *Rev. Sci. Instrum.* **28**, 57 (1957).
12. C. Carlé, M. Petersen, N. Passilly, M.A. Hafiz, E. de Clercq, and R. Boudot, *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **68**, 3249 (2021).
13. C. Carlé, M.A. Hafiz, S. Keshavarzi, R. Vicarini, N. Passilly, and R. Boudot, *Opt. Express* **31**(5), 8160 (2023).
14. M. Abdel Hafiz, C. Carlé, N. Passilly, J.M. Danet, C.E. Calosso, and R. Boudot, *Appl. Phys. Lett.* **120**(6), (2022).
15. T. Zanon, S. Guerandel, E. de Clercq, D. Holleville, N. Dimarcq, and A. Clairon, *Phys. Rev. Lett.* **94**(19), 193002 (2005).
16. J. Vanier and C. Mandache, *Appl. Phys. B* **87**, 565 (2007).
17. G.A. Pitz, A.J. Sandoval, T.B. Tafoya, W.L. Klennert, and D.A. Hostutler, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer* **140**, 18 (2014).