

Двухчастотная субдоплеровская спектроскопия D_1 линии атомов цезия в различных конфигурациях встречных лазерных пучков

Д.В. Бражников^{1,2}, С.М. Игнатович¹, И.С. Месензова¹, А.М. Михайлов¹,
Р. Боудо³ (R. Boudot), М.Н. Скворцов¹

¹ *Институт лазерной физики СО РАН, пр. Лаврентьева 15Б, 630090 Новосибирск, Россия*

² *Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова 1, 630090 Новосибирск, Россия*

³ *"FEMTO-ST", ИЦНИ, Университет Бургундии Франки-Конте, 26 rue de l'épithaphe, 25000 Безансон, Франция*

³ *FEMTO-ST, CNRS, UBFC, 26 rue de l'épithaphe, 25000 Besançon, France*

Аннотация. В работе исследуются субдоплеровские резонансы в парах цезия в лазерном поле, образованном встречными двухчастотными световыми пучками с взаимно перпендикулярными линейными поляризациями. Пучки находятся в резонансе с оптическими переходами в D_1 линии, при этом разность частот спектральных компонент поля равна величине сверхтонкого расщепления основного состояния в атоме Cs (≈ 9.2 ГГц). Ранее было показано, что в такой конфигурации поля возможно наблюдение эффекта «гиперконтраста» субдоплеровских резонансов, что делает эту конфигурацию перспективной для использования в миниатюрных оптических стандартах частоты нового поколения. Целью настоящей работы является сравнение двух различных вариантов построения двухчастотной конфигурации между собой, а также с одночастотной конфигурацией, широко используемой на практике для наблюдения резонанса насыщенного поглощения. Параметры нелинейных резонансов измерены при различной температуре паров цезия и оптической мощности поля. Результаты проведенных исследований позволяют определить оптимальный вариант двухчастотной схемы возбуждения нелинейных резонансов и её потенциал для применений в квантовой метрологии.

Ключевые слова: оптические стандарты частоты, спектроскопия сверхвысокого разрешения, когерентное пленение населённостей, цезий, диодные лазеры, модуляция лазерного излучения

1. Введение

Квантовые стандарты частоты (КСЧ) и атомные часы на их основе активно развиваются уже более полувека и находят многочисленные приложения для решения как прикладных, так и фундаментальных задач [1]. В прикладной области КСЧ могут использоваться в системах спутниковой и инерциальной навигации, системах связи и широкополосного интернета, умных энергетических

сетях (Smart Grid). КСЧ также используются для синхронизации сигналов в таком важном для современной астрономии и астрофизике направлении, как радиоинтерферометрия со сверхдлинной базой, с помощью которой за последние годы был сделан ряд важных научных открытий (см, например, [2]). В области фундаментальной физики КСЧ используются для

проведения разнообразных прецизионных измерений, например, при исследованиях постоянства мировых констант [3], поиске тёмной материи [4], релятивистской геодезии [5] и др.

Помимо метрологических характеристик КСЧ, таких, например, как относительная стабильность и точность частоты, для многих приложений оказываются не менее важными габариты, масса и энергопотребление всего устройства. Очевидно, что наибольшей точностью и стабильностью обладают лабораторные КСЧ, размещаемые стационарно и потребляющие, как правило, значительно больше 1 кВт электроэнергии. Передовые версии таких стандартов создаются на базе лазерно-охлаждённых атомов или ионов [6-8]. Развитие транспортируемых КСЧ также представляет большую важность не только для решения разнообразных прикладных задач, но и для развития фундаментальной физики. Например, активное изучение влияния гравитации на ход часов в земных условиях, предсказываемое общей теорией относительности (ОТО), началось с появлением первых же высокопрецизионных транспортируемых атомных часов на основе микроволнового КСЧ с пучком атомов цезия (эксперимент Хафеле-Китинга [9]). В настоящее время более прецизионные измерения этого эффекта выполняются с транспортируемыми КСЧ оптического диапазона [10]. Принцип работы транспортируемых КСЧ, как и их лабораторных аналогов, может быть основан на использовании ультрахолодных атомов или ионов [5,10,11], либо на более "классической" лазерной технологии, связанной с резонансами насыщенного поглощения в молекулярных и атомарных газах (см., например, [12-15]).

Компактные версии транспортируемых КСЧ весьма востребованы для использования на борту летательных аппаратов, включая спутники. На сегодняшний день существует несколько различных технологий построения таких стандартов. Самые компактные (миниатюрные) КСЧ в настоящее время занимают объём менее 100 см^3 и основаны на

явлении когерентного пленения населённых (КПН) [16]. В этих устройствах КПН проявляется в виде узкого нелинейного резонанса в ячейках, наполненных парами щелочного металла (Rb или Cs). Для возбуждения нелинейного резонанса используется многочастотное лазерное излучение, получаемое микроволновой модуляцией тока накачки диодного лазера с вертикальным резонатором (ЛВР). Резонанс КПН используется в качестве репера для стабилизации частоты микроволнового генератора. Таким образом, КСЧ на основе КПН являются стандартами микроволнового диапазона. Среди последних достижений в области КСЧ-КПН можно отметить, например, работы [17-19] (см. также обзор [20]). В частности, в работе [17] полный объём КСЧ составил всего 15 см^3 при энергопотреблении около 60 мВт, а относительная стабильность частоты (девиация Аллана σ_y) была измерена на уровне 7×10^{-11} за 1 с усреднения и 2×10^{-12} за 24 часа. Ожидается, что в скором будущем такие КСЧ осуществят заметный прогресс во многих технологиях, связанных с использованием мобильных высокопрецизионных часов. Например, уже реализуются проекты, в которых КСЧ-КПН применяются для отработки принципов навигации в дальнем космосе с использованием малых спутников – «кубсатов» [21].

До недавних пор образцы миниатюрных КСЧ существовали лишь для микроволнового диапазона. Однако, разработка таких стандартов в оптическом диапазоне представляет самостоятельную ценность. Действительно, помимо использования таких стандартов частоты в качестве основы для миниатюрных оптических часов нового поколения, они могут исполнять роль высокостабильных источников лазерного излучения и входить в состав ещё более сложных квантовых устройств – транспортируемых атомно-интерферометрических сенсоров гравитации, ускорения и вращения, которые в настоящее время испытывают стремительное развитие [22]. Первые миниатюрные КСЧ оптического диапазона, которые

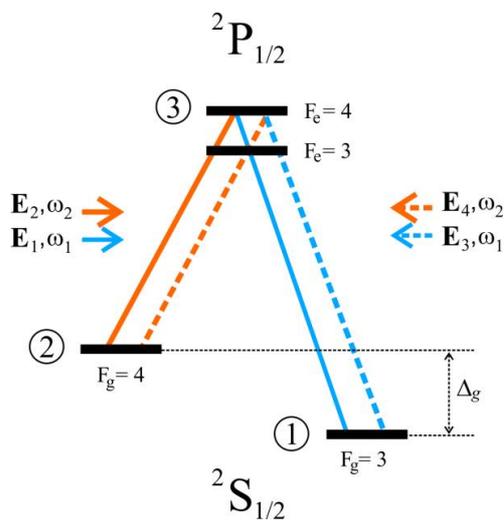


Рис.1. Схема уровней энергии D_1 линии атома цезия. Для упрощения вырождение уровней по магнитным (зеemanовским) подуровням m не приведено. Встречные бихроматические лазерные пучки резонансны дипольным переходам $F_g=3 \rightarrow F_e=4$ и $F_g=4 \rightarrow F_e=4$, а соответствующие уровни энергии для удобства отмечены цифрами 1, 2 и 3. Векторы E_i ($i = 1..4$) суть вещественные амплитуды соответствующих бегущих волн.

оказались конкурентоспособными в сравнении с передовыми микроволновыми аналогами, были продемонстрированы лишь в последние три года в работах группы учёных из США [23,24]. В последней работе была продемонстрирована относительная стабильность частоты разработанного стандарта, равная $\sigma_y=2.9 \times 10^{-12}$ за 1 с, при этом объём всего КСЧ составил 35 см^3 .

Важно отметить, что при разработке миниатюрного КСЧ важнейшая задача заключается в поиске оптимального метода лазерной спектроскопии, который мог бы демонстрировать хорошие результаты при использовании микроячеек с объёмом порядка 10 мм^3 . В частности, в основе КСЧ, разработанного в [23,24], лежит метод двухфотонной спектроскопии атомов ^{87}Rb , помещённых в микроячейку с размерами $3 \times 3 \times 3 \text{ мм}^3$.

В работах [25,26] был предложен альтернативный подход к формированию реперного оптического резонанса для стабилизации частоты лазерного излучения. В частности, ячейка, наполненная парами атомов Cs, облучалась полем встречных лазерных пучков, каждый из которых имел две частотные компоненты ω_1 и ω_2 , резонансные соответствующим дипольным

переходам в D_1 линии. При этом разница $\omega_1 - \omega_2$ была равна величине сверхтонкого расщепления основного состояния ($\Delta_g \approx 2\pi \times 9.2 \text{ ГГц}$, см. рис. 1). Частотные компоненты поля ω_1 и ω_2 (боковые полосы ± 1 порядков) были получены из исходной (несущей) частоты лазера ω_0 с помощью амплитудного электрооптического модулятора (ЭОМ). При сканировании частоты ω_0 в поглощающей ячейке наблюдался высококонтрастный нелинейный (субдоплеровский) резонанс, служащий репером для стабилизации оптической частоты. Физические причины эффекта высокого контраста нелинейного резонанса подробно исследованы в работах [26,27]. В работе [26] для стабилизации оптической частоты диодного лазера была использована цезиевая микроячейка примерно такого же объёма, как и в работе американских коллег [24]. При этом, в первых же экспериментах была измерена относительная стабильность частоты $\sigma_y=2 \times 10^{-12}$ за 1 с, что, насколько нам известно, является на сегодняшний день лучшим результатом для оптического диапазона с использованием микроячеек.

Таким образом, предложенный в работах [25,26] метод двухчастотной субдоплеровской спектроскопии является весьма перспективным для использования в квантовой метрологии и лазерной физике. Однако, имеется ряд важных вопросов, требующих дополнительного изучения. В частности, в настоящей работе мы исследуем два различных способа формирования лазерного поля в ячейке. В первом случае встречный лазерный пучок формируется простым отражением от зеркала исходного пучка обратно в ячейку. Во второй схеме исходный пучок разделяется на два: условно на пучок накачки и на пробный пучок, которые вводятся в стеклянную ячейку с противоположных торцов. Для сравнения характеристик нелинейных резонансов в этих двух схемах мы, по аналогии с рядом работ других авторов, вводим в рассмотрение и исследуем параметр качества нелинейного резонанса Q . Этот параметр определяет

кратковременную стабильность КСЧ (σ_y за 1 с). Измерения этого параметра выполнены для различных значений мощности оптического поля в ячейке и её температуры. Кроме того, результаты этих измерений сопоставлены с результатами широко используемой одночастотной конфигурации, в которой наблюдается «обычный» резонанс насыщенного поглощения. Проведённые исследования существенно дополняют данные, полученные ранее в работах [25-27], а также позволяют сделать вывод об оптимальной оптической схеме и физических условиях для использования двухчастотного метода спектроскопии в квантовой метрологии.

2. Двухчастотный метод спектроскопии

2.1. Схема с обратным отражением от зеркала

На рис. 2 представлена схема экспериментальной установки, в которой встречный лазерный пучок образуется отражением исходного лазерного пучка, распространяющегося вдоль оси z , от глухого зеркала, расположенного на подвижной платформе. Именно такой простой способ формирования встречных лазерных пучков в ячейке использовался во всех предыдущих работах на эту тему [25-27]. Необходимость использования платформы продиктовано тем, что расстояние между зеркалом и ячейкой должно быть подобрано так, чтобы обеспечить максимальную амплитуду субдоплеровского резонанса. Зависимость амплитуды резонанса от этого расстояния подробно обсуждается в работах [26,27], поэтому мы не будем здесь подробно на этом останавливаться. Отметим лишь, что осцилляции амплитуды резонанса при перемещении платформы вдоль оси z являются проявлением явления КПН, которое связано с возбуждением микроволновых когерентных состояний в атоме цезия как суперпозиций магнитных подуровней, принадлежащих разным сверхтонким компонентам основного состояния $F_g=3$ и $F_g=4$ (см. рис. 1).

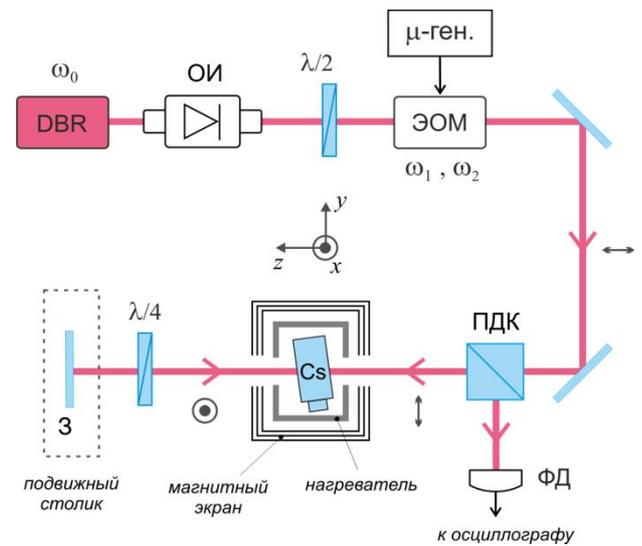


Рис.2. Схема экспериментальной установки с отражением исходного лазерного пучка зеркалом обратно в ячейку.

В качестве источника излучения используется диодный DBR (distributed Bragg reflector) лазер с длиной волны генерации около 894.6 нм и шириной линии ≈ 1 МГц. Излучение направляется в амплитудный электрооптический модулятор (iXBlue NIR-MX950-LN-20) сопряжённый с волокном с сохранением поляризации. ЭОМ изготовлен по схеме интерферометра Маха-Цендера, что позволяет на его выходе наблюдать излучение, состоящее только из двух оптических компонент с частотами ω_1 и ω_2 (боковые полосы ± 1 порядков) с подавленной несущей частотой ω_0 . При этом разность частот $\omega_1 - \omega_2 = 4\pi \times f_\mu$, где частота f_μ задаётся СВЧ генератором, подключенным к ЭОМ. Во всех экспериментах по двухчастотному методу спектроскопии эта частота составляет $f_\mu = \Delta_g / 4\pi \approx 4.6$ ГГц, т.е. половину от сверхтонкого расщепления основного состояния в атоме цезия (см. рис.1). При этом условии в атоме одновременно возбуждаются два оптических перехода, что может приводить к их деструктивной интерференции и явлению КПН [28].

После прохождения ЭОМ лазерный пучок диаметром ≈ 1 мм, проходя через поляризационный делительный кубик (ПДК), направляется в ячейку с парами атомов цезия. Ячейка расположена под небольшим углом, чтобы устранить нежелательное влияние обратных отражений. Во всех экспериментах используется одна и та же ячейка

цилиндрической формы с длиной 5 мм и диаметром 20 мм, изготовленная из боросиликатного стекла. Ячейка располагается в медном нагревательном кожухе и трёхслойном цилиндрическом магнитном экране, выполненном из пермаллоя (длина экрана 25 см, торцевые крышки не использовались). Измеренное остаточное магнитное поле в месте расположения ячейки не превышало 0.5 мГс. После прохождения ячейки лазерный пучок отражается от зеркала, а также проходит два раза (туда и обратно) через четвертьволновую пластинку ($\lambda/4$), что приводит к повороту первоначально линейной поляризации излучения на 90 градусов. После повторного прохождения ячейки лазерный пучок направляется на фотодетектор (ФД), сигнал с которого анализируется на осциллографе как функция частоты лазера ω_0 .

Таким образом, в ячейке сформирована конфигурация лазерного поля, состоящая из встречных бихроматических лазерных пучков с ортогональными линейными поляризациями. Как показано в работах [25-27], в такой конфигурации наблюдается субдоплеровский резонанс в виде однородно уширенного провала в мощности проходящего через ячейку излучения, который можно назвать инверсивным резонансом насыщенного поглощения. Пример такого резонанса представлен на рис.3. По оси абсцисс отложена отстройка частоты лазера от средней частоты двух оптических переходов: $\delta_0 = \omega_0 - (\omega_{31} + \omega_{32})/2$, где ω_{ij} – частоты соответствующих оптических переходов (см. рис.1). Штриховая косая линия на рисунке обозначает полное прохождение светового пучка в отсутствие поглощения в ячейке (частота лазера ω_0 перестраивалась током накачки лазера, что объясняет отклонение этой прямой от горизонтали и некоторую асимметрию контура поглощения). В экспериментах (в текущей и последующих конфигурациях) мощность лазерного луча (P) измерялась перед ПДК.

Отметим, что обычный резонанс насыщенного поглощения, наблюдаемый в одночастотной схеме при использовании волн с

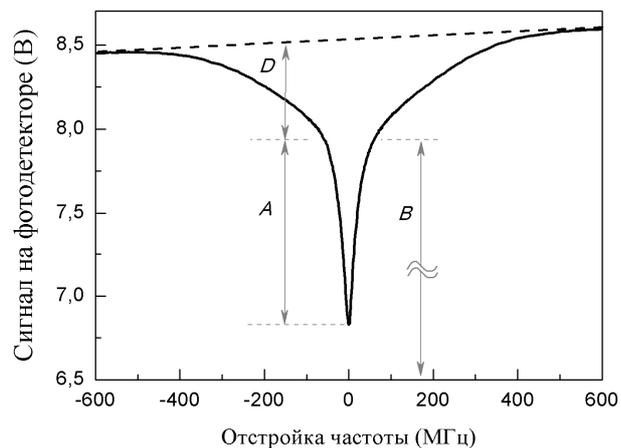


Рис.3. Субдоплеровская спектроскопия атомов цезия в поле встречных двухчастотных лазерных пучков. $T \approx 42^\circ\text{C}$, $P \approx 1.5$ мВт.

одинаковыми поляризациями, как правило, приводит к увеличению прохождения в центре резонанса. В нашем же случае резонанс имеет обратный знак: в центре резонансного контура наблюдается заметное увеличение поглощения. Такая инверсия знака субдоплеровского резонанса не является чем-то новым. Действительно, подобного рода инверсные резонансы наблюдались и ранее в различных конфигурациях световых полей (см., например, [29-32]). Однако, яркая особенность используемой двухчастотной схемы заключается в величине контраста нелинейного сигнала. А именно, амплитуда центрального резонанса ("A" на рис.3) может заметно превосходить амплитуду широкого доплеровского контура ("D"). В случае же с обычным резонансом насыщенного поглощения его амплитуда, как правило, не превосходит 20–30% по отношению к доплеровскому контуру (см., например, [14,33,34], а также п.3 настоящей статьи). В случае, представленном на рис.3, амплитуда субдоплеровского резонанса примерно в 2.5 раза больше доплеровской подложки. При этом полная ширина резонанса на полувысоте (FWHM) составляет около 35 МГц.

На качественном уровне наблюдение резкого увеличения поглощения в центре резонансного контура можно объяснить следующим простым образом. При отстройке лазерного излучения вдали от средней частоты двух переходов, т.е. $\delta_0/2\pi \gg$

FWHM, световой пучок, распространяющийся вдоль оси z , и встречный ему пучок взаимодействуют с различными скоростными группами атомов в газе вследствие линейного эффекта Доплера. При этом в каждой из групп выполняются условия когерентного пленения населённостей, при которых большая часть атомов накачивается в когерентную суперпозицию уровней 1 и 2 (см. рис.1) и поглощение лазерных пучков в среде становится минимальным. Это так называемое «тёмное» состояние. С этим связана относительно небольшая амплитуда широкого доплеровского контура на рис.3. При $\delta_0/2\pi \approx \text{FWHM}$, т.е. вблизи центра резонансной кривой, оба пучка взаимодействуют с одними и теми же атомами в газе. В этом случае оказывается возможным подобрать условия эксперимента так, чтобы никакого тёмного состояния в атомах не существовало. Разрушение тёмного состояния приводит к резкому увеличению поглощения в резонансной среде. Это простое объяснение позволяет понять суть наблюдаемого явления, но не его величину (контраст резонанса). На самом деле к высокому контрасту нелинейного резонанса приводит несколько конструктивно взаимодействующих оптических эффектов, которые взаимно усиливают друг друга. Подробное описание данного эффекта («гиперконтраста») требует рассмотрения реальной структуры уровней энергии в атоме (с учётом всех магнитных подуровней), что выходит за рамки данной статьи. Такое рассмотрение может быть найдено в предыдущих работах на эту тему [26,27]. Отметим лишь, что физика данного явления имеет много общего с эффектами, наблюдаемыми с резонансами электромагнитно-индуцированной прозрачности и абсорбции (ЭИП и ЭИА) в поле встречных лазерных пучков в двухчастотной [35,36] и в одночастотной магнитооптической [37-39] конфигурациях, где вместо оптической частоты сканируется двухфотонная (рамановская) отстройка.

Перед тем, как приступить к анализу параметров нелинейного резонанса, приведём график, демонстрирующий эффект осцилляций его

амплитуды при перемещении зеркала, о чём было упомянуто выше. Как видно из рис.4, амплитуда может испытывать осцилляции с размахом $\approx 50\%$ от максимальной величины при перемещении зеркала, формирующего встречный лазерный пучок (см. рис.2). На приведённом рисунке экспериментальные точки хорошо аппроксимируются синусоидальной функцией с периодом ≈ 17 мм, что находится в соответствии с теорией [26,27].

На рис.5 приведена зависимость ширины (FWHM) нелинейного резонанса от полной оптической мощности P на входе в ячейку.

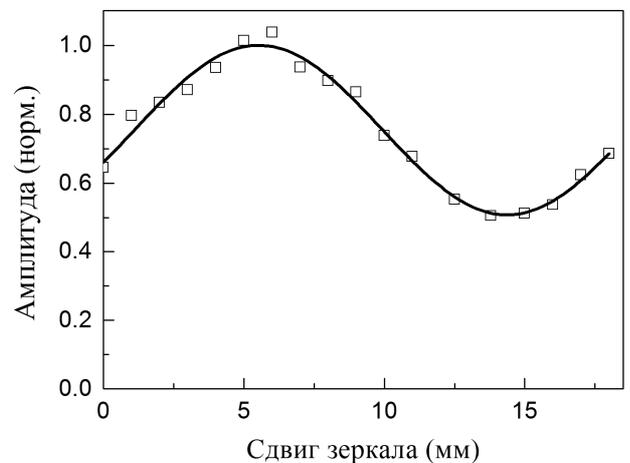


Рис.4. Осцилляции амплитуды субдоплеровского резонанса при перемещении зеркала относительно некоторого произвольного начального положения. Условия эксперимента: $T \approx 50^\circ\text{C}$, $P \approx 50$ мкВт. Приведённая зависимость нормирована на максимальное значение. Сплошная кривая – аппроксимация по гармоническому закону.

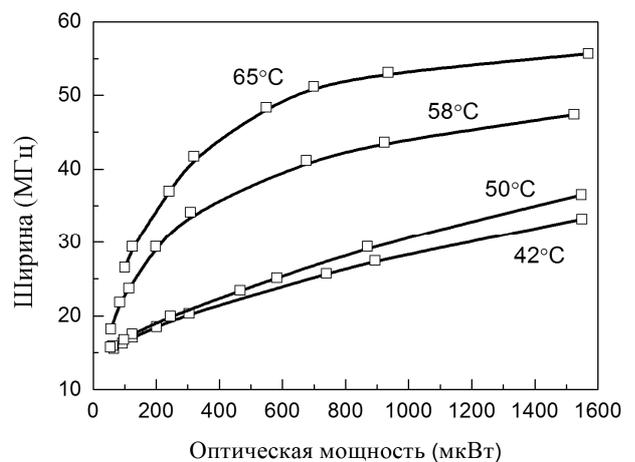


Рис.5. Зависимость полной ширины субдоплеровского резонанса от оптической мощности на входе в ячейку при разных температурах паров цезия.

Поскольку в экспериментах используются узкие пучки (≈ 1 мм), то основной массив данных, приведённых на рис.5, относится к области сильных полей, для которых интенсивность $I > I_{\text{sat}}$, где I_{sat} – интенсивность насыщения (~ 1 мВт/см²). Наблюдаемая зависимость типична для однородно уширенных резонансов в газах и может быть приближённо аппроксимирована корневой зависимостью $\sim (a+P)^{1/2}$, где a – некоторая константа [34,40]. При этом, ширина резонанса слабо зависит от температуры паров в области невысоких температур ($\leq 50^\circ\text{C}$). Это связано с тем, что при невысоких температурах оптическая плотность OD (optical density) резонансной среды мала: $OD = \log(P_{\text{in}}/P_{\text{out}}) \approx \log(1/0.8) \approx 0.1$ для случая рис.3 (здесь P_{in} , P_{out} – мощность излучения в точном резонансе на входе в ячейку и, соответственно, после прохождения ячейки «туда-обратно»). В этом случае форма субдоплеровского резонанса близка к лоренцевой и повторяет форму резонанса $\alpha(\delta_0)$ для отдельного атома в газе. При возрастании температуры одновременно возрастает концентрация резонансных атомов, и среда становится оптически плотной ($OD \sim 1$). Это приводит к дополнительному уширению нелинейного резонанса, форму линии которого можно качественно аппроксимировать зависимостью $\sim \text{Exp}[-n_a L \alpha(\delta_0)]$, где n_a – концентрация атомов, L – длина ячейки. Так, в наших экспериментах при $T = 65^\circ\text{C}$ и $P_{\text{in}} = 1.5$ мВт измерения в центре резонанса ($\delta_0=0$) дают $OD \approx 0.7$.

Важнейшим параметром резонанса является его контраст. Определять его можно по-разному, в зависимости от конкретного приложения. Введём и проанализируем два параметра контраста нелинейного резонанса по отношению к величине доплеровского контура "D" (см. рис.3) и по отношению к фоновому сигналу "B" (см. также [41]):

$$C_D = 100 \times A/D, \quad (1)$$

$$C_B = 100 \times A/B. \quad (2)$$

Как видно из рис.6а, для контраста C_D предпочтительной оказывается малая температура

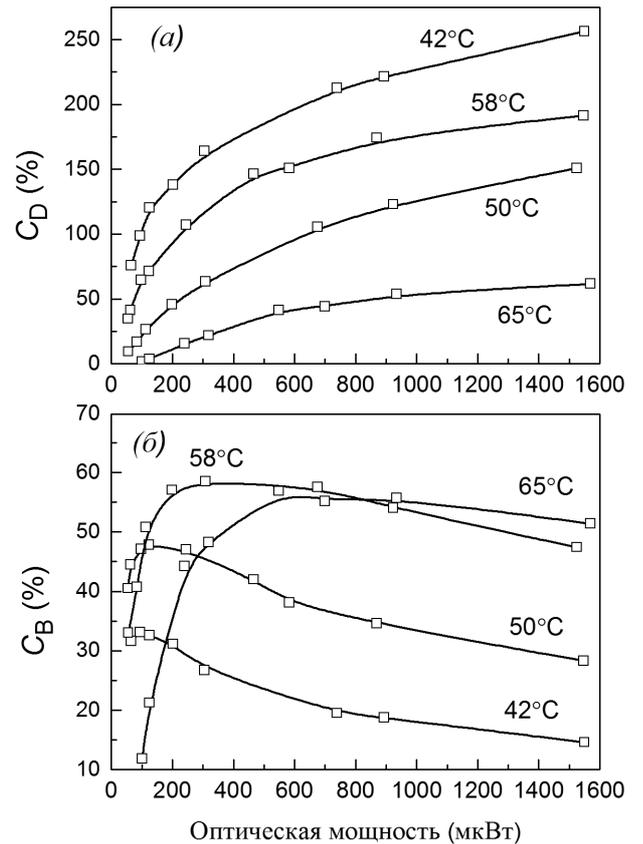


Рис.6. Контраст резонанса, определённый выражениями (1) и (2), в его зависимости от оптической мощности и температуры паров цезия.

паров, при которой поглощение лазерного поля вдали от субдоплеровского резонанса мало. При этом контраст C_D может достигать 250%, что, как было отмечено во Введении, совершенно нетипично для субдоплеровских резонансов во многих других конфигурациях наблюдения.

Что касается параметра C_B , то в его зависимости от мощности лазерного поля довольно быстро наступает некоторый оптимум. Так же видно существование оптимальной температуры. Например, в качестве оптимальных значений можно выбрать $P \approx 300$ мкВт и $T \approx 60^\circ\text{C}$. Оба определения контраста субдоплеровского резонанса важны для разработки КСЧ. А именно, C_D имеет первостепенное значение, когда анализируется флуоресценция паров (см., например, [15]), в том время как C_B важен при использовании сигнала прохождения, как в нашем случае (см. рис.2).

Основной метрологической характеристикой КСЧ является относительная стабильность частоты,

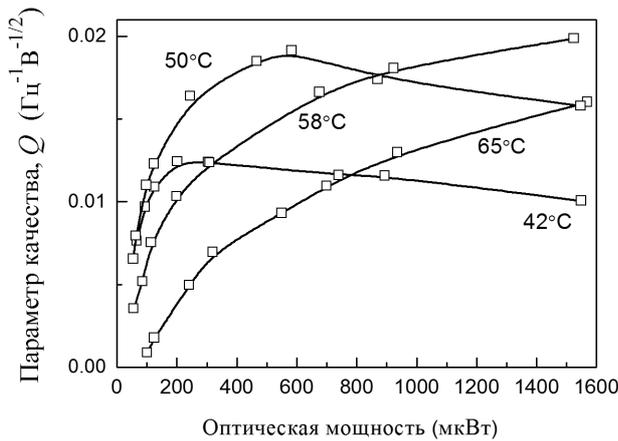


Рис.7. Качество нелинейного резонанса в зависимости от оптической мощности и температуры ячейки.

которая обычно характеризуется девиацией Аллана σ_y [1,42]. В пределе квантового шума имеем:

$$\sigma_y \approx \frac{\Delta\nu/\nu_0}{\text{SNR}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\tau}}, \quad (3)$$

где $\Delta\nu$ – ширина резонанса в Гц (FWHM), $\nu_0 = \omega_0/2\pi$, SNR – отношение сигнал/шум, который в рассматриваемом пределе есть $\text{SNR} \approx A/\sqrt{B}$. Таким образом, кратковременная стабильность частоты КСЧ обратно пропорционально параметру, который можно назвать качеством реперного резонанса Q :

$$\sigma_y(\tau = 1\text{s}) \sim \frac{1}{Q}, \quad Q = \frac{C_B/\sqrt{B}}{\Delta\nu}. \quad (4)$$

Следовательно, максимизация параметра Q имеет первостепенное значение для приложения двухчастотного метода спектроскопии в квантовой метрологии.

Из рис.7 следует, что одно и то же значение Q может быть достигнуто при различных комбинациях параметров T и P . Предпочтение следует отдать области пониженных температур и оптических мощностей, что связано с необходимостью обеспечить малое энергопотребление разрабатываемого КСЧ. Таким образом, в качестве оптимальных значений следует выбрать $T \approx 50^\circ\text{C}$, $P \approx 0.5$ мВт.

2.2. Схема “pump-probe”

На рис.8 показана схема экспериментальной установки, во много аналогичная той, что изображена на рис.2. Отличие состоит в способе формирования встречного лазерного пучка. Теперь оба встречных пучка полностью независимы друг от друга: исходный лазерный луч разделяется на два луча равной мощности, которые поступают в ячейку с разных торцов. Настройка оптических мощностей пучков происходит с помощью взаимной ориентации ПДК и выходного коллиматора волоконного ЭОМ. Несмотря на кажущуюся схожесть двух конфигураций, между ними есть принципиальное различие, которое может отразиться на параметрах наблюдаемых резонансов. Очевидно, что в схеме, обсуждаемой в п.2.1, интенсивность встречного пучка, направленного против оси z (см. рис.2), зависит от степени поглощения лазерного луча при его первом прохождении ячейки. Иными словами, интенсивности встречных пучков в этой схеме в принципе не могут быть равными (при равных диаметрах пучков). Между тем, как было показано в работах [26,27], равенство интенсивностей встречных пучков является одним из требований для достижения максимальной степени поглощения света в центре резонанса (при $\delta_0=0$).

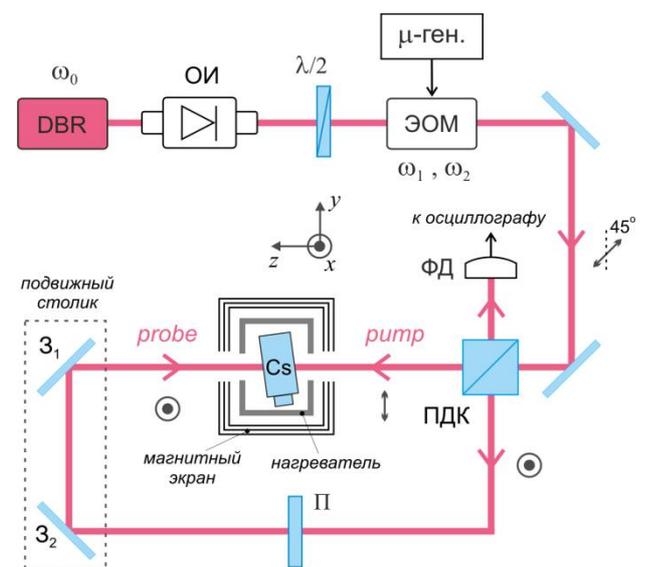


Рис.8. Схема экспериментальной установки с разделением исходного пучка на два: накачка (“pump”) и пробный (“probe”) пучки. Π – поляризатор, отсекающий накачку.

Именно в схеме с разделением исходного пучка на два независимых (условно на накачку и на пробный пучки) появляется возможность настроить интенсивности встречных пучков одинаковыми. С другой стороны, в схеме с зеркалом пучок, поглощение которого анализируется фотодетектором, проходит резонансную среду в два раза большей длины, что также ведёт к увеличению поглощения (как в центре резонанса, так и вдали от него). Учитывая эти особенности, заранее затруднительно сделать окончательный вывод о том, какая схема является предпочтительнее для использования в КСЧ. Поэтому, по аналогии со схемой в п.2.1, приведём результаты измерения параметров субдоплеровского резонанса в схеме "pump-probe".

В качестве дополнительной иллюстрации высокого контраста субдоплеровского резонанса на рис.9 приведены две резонансные кривые в поглощении пробной волны: в присутствии и в отсутствии волны накачки. В рассматриваемой схеме (рис.8), в отличие от предыдущего варианта (рис.2), можно исключить волну накачки, например, с помощью простого перекрывания луча. Это позволяет с помощью наложения двух графиков выделить ту часть резонансной кривой, которая связана с одновременным действием двух встречных пучков, т.е. центральный субдоплеровский резонанс. Из рисунка следует, что при данных параметрах эксперимента амплитуда субдоплеровского резонанса примерно в 3.5 раза больше широкого доплеровского контура.

На рис.10 отражена зависимость ширины субдоплеровского резонанса от полной оптической мощности. Как и в случае со схемой на рис.2, в новой схеме нелинейный резонанс испытывает дополнительное уширение при повышении температуры. На рис.11 приведены результаты измерений контраста нелинейного резонанса. Как видно из рисунка, при одинаковых интенсивностях встречных пучков контраст C_D может достигать 450% в сравнении с 250%, измеренным в

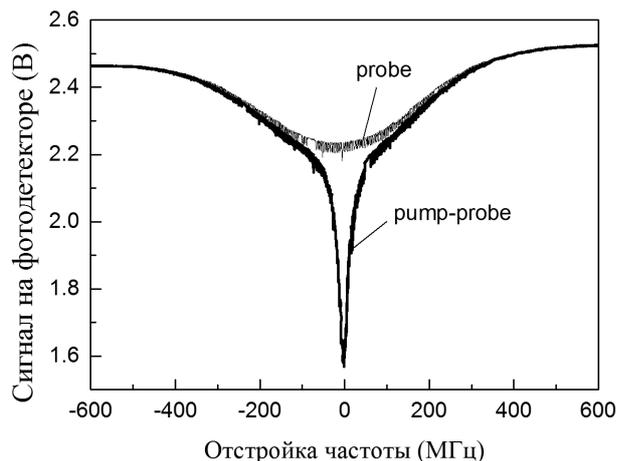


Рис.9. Резонансное поглощение пробной волны в отсутствие ("probe") и в присутствии ("pump-probe") волны накачки. Качество нелинейного резонанса в зависимости от оптической мощности и температуры ячейки. $T \approx 50^\circ\text{C}$, $P \approx 1.3$ мВт.

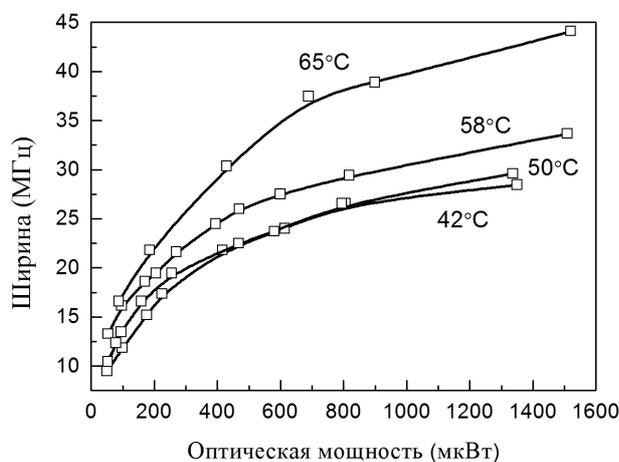


Рис.10. Зависимость полной ширины субдоплеровского резонанса от оптической мощности при разных температурах паров цезия в схеме "pump-probe".

предыдущей схеме эксперимента. Параметр C_B также имеет оптимум по оптической мощности, как и в случае со схемой в п.2.1., но теперь не наблюдается экстремум в зависимости от температуры ячейки (в диапазоне рассматриваемых температур).

Из рис.12 следует, что, в отличие от схемы в п.2.1, не наблюдается выраженного экстремума в параметре качества нелинейного резонанса в исследуемой области оптических мощностей. Между тем, присутствует оптимальное значение температуры ячейки. Таким образом, с точки зрения приложения рассматриваемой конфигурации к разработке КСЧ оптимальными значениями являются: $T \approx 60^\circ\text{C}$, $P \approx 1.5$ мВт. При этом,

достигается примерно такое же качество нелинейного резонанса, как и в случае со схемой в п.2.1, где исходный луч не разделяется на два пучка. Однако, теперь требуется бо́льшая температура ячейки и мощность лазерного излучения (ср. с рис.7).

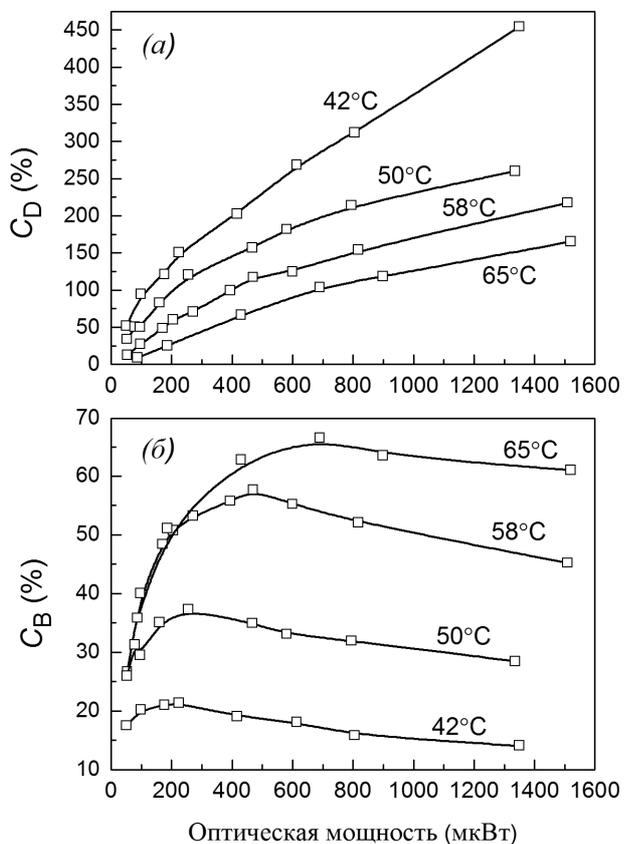


Рис.11. Контраст резонанса, определённый выражениями (1) и (2), в его зависимости от оптической мощности и температуры паров цезия в схеме "pump-probe".

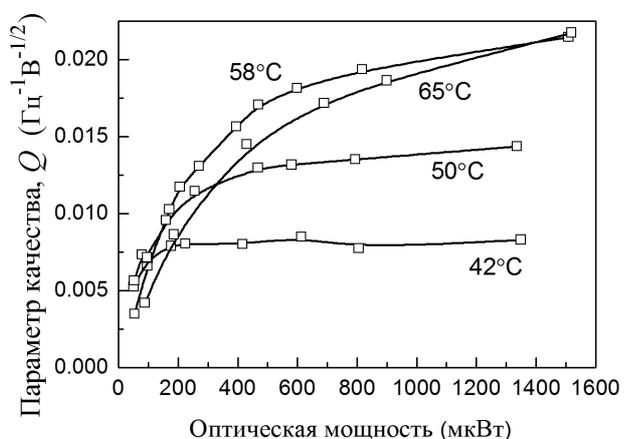


Рис.12. Качество нелинейного резонанса в зависимости от оптической мощности и температуры ячейки в схеме "pump-probe".

3. Сравнения двух- и одночастотного методов возбуждения резонанса

В качестве демонстрации преимуществ двухчастотного метода спектроскопии приведём сравнение наблюдаемого резонанса с аналогичным субдоплеровским резонансом, полученным в широко используемой одночастотной конфигурации. Эта конфигурация может быть получена с использованием той же самой экспериментальной установки, что и в предыдущем параграфе (рис.8), но с отключенным ЭОМ. При этом частота лазера ω_0 была подстроена в резонанс с переходом $F_g=3 \rightarrow F_e=4$, на котором субдоплеровский резонанс имел наибольший контраст по сравнению с другими дипольными переходами в D_1 линии.

Как следует из рис.13, резонанс насыщенного поглощения, наблюдаемый в одночастотной конфигурации, имеет существенно меньшую амплитуду, чем в методе двухчастотной спектроскопии. Кроме того, в одночастотном режиме ширина резонанса значительно больше, чем в двухчастотном. Последнее обстоятельство связано с открытостью перехода $F_g=3 \rightarrow F_e=4$ и оптической накачкой большей части атомов на нерезонансный уровень $F_g=4$, что является дополнительным уширяющим резонанс фактором [30]. Тогда как в двухчастотном режиме вблизи субдоплеровского

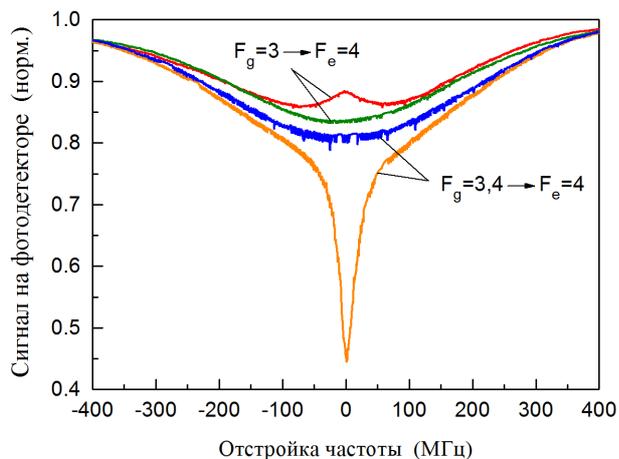


Рис.13. Резонансное поглощение пробной волны. Сверху вниз: одночастотный режим в присутствии волны накачки (красная кривая) и в отсутствии этой волны (зелёная); двухчастотный режим в отсутствии встречного пучка (синяя) и в его присутствии (оранжевая). $T \approx 58^\circ\text{C}$, $P \approx 1.5$ мкВт.

резонанса ($\delta_0 \approx \text{FWHM}$) такого эффекта не происходит.

На рис.14 приведено сравнение параметра качества нелинейного резонанса в различных методах спектроскопии. В каждом случае выбрана оптимальная температура с наилучшим значением Q . Из этих графиков следует, что в двухчастотном методе наблюдения значительно более высокое значение параметра Q , чем при использовании стандартного одночастотного метода. Согласно (4) это должно привести и к соответствующему улучшению кратковременной стабильности КСЧ на основе двухчастотного метода.

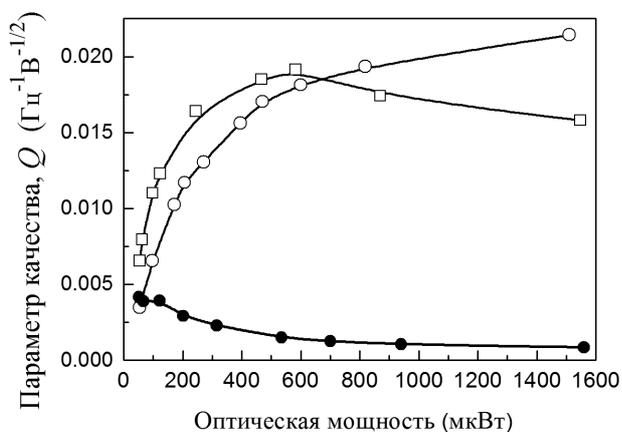


Рис.14. Качество нелинейного резонанса в зависимости от оптической мощности в различных конфигурациях наблюдения: □ — двухчастотный режим при использовании зеркала (п.2.1), ○ — двухчастотный режим с делением исходного луча на два пучка (п.2.2), ● — одночастотный режим ($T \approx 58^\circ\text{C}$).

4. Заключение

В работе были проведены результаты сравнения параметров субдоплеровских резонансов, наблюдаемых в парах цезия в разных оптических схемах методом двухчастотной лазерной спектроскопии, который недавно был предложен для создания на его основе миниатюрного квантового стандарта частоты. В частности, в двухчастотном режиме нами были проведены экспериментальные исследования двух способов формирования требуемого лазерного поля в цезиевой ячейке: (1) с помощью отражения глухим зеркалом исходного лазерного пучка обратно в ячейку (и с разворотом

линейной поляризации на 90 градусов с помощью четвертьволновой пластинки), и (2) с помощью разделения луча лазера на два независимых пучка (схема "pump-probe"), обладающих ортогональными линейными поляризациями. В качестве основного параметра для сравнения нелинейных резонансов был использован параметр качества Q , введенный согласно формуле (4), который в значительной степени определяет кратковременную стабильность квантового стандарта частоты. Из проведенных исследований следует, что для разработки миниатюрного КСЧ, в котором анализируется прохождение лазерного пучка через резонансную среду, предпочтительнее является первая схема с использованием одного глухого зеркала (см. рис.2). В такой схеме максимальное качество резонанса достигается при меньшей температуре ячейки и при меньшей оптической мощности, по сравнению со схемой "pump-probe".

Для демонстрации возможностей двухчастотного метода спектроскопии также были проведены сравнения его результатов с результатами, полученными широко используемым методом, в котором используется одночастотная конфигурация лазерного поля и наблюдается обычный резонанс насыщенного поглощения в виде пика в сигнале пропускания среды. Из представленных данных следует значительный выигрыш двухчастотного метода по сравнению с одночастотным с точки зрения достижения высокого значения параметра качества нелинейного резонанса. Отметим, что помимо кратковременной стабильности частоты (девиация Аллана σ_y за 1 с), для КСЧ большую роль также играет долговременная стабильность (σ_y на временах $\sim 10^3 - 10^5$ с). Эта стабильность, как правило, ограничена относительно медленными дрейфами оптической частоты, вызванными различными физическими факторами: флуктуациями температуры ячейки, интенсивности лазерного излучения и прочими. Эта задача требует отдельного всестороннего исследования.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант № 17-72-20089). М.Н. Скворцов и И.С. Месенцова также благодарят за поддержку РФФИ (грант № 20-32-90029), благодаря которой была осуществлена разработка компактного физического блока для проведения экспериментов по двухчастотному методу спектроскопии атомов цезия.

Список литературы:

1. Риле Ф. Стандарты частоты. Принципы и приложения (М.: Физматлит, 2009) [Riehle F. Frequency Standards. Basics and Applications (Weinheim: Wiley-VCH, 2004)].
2. The Event Horizon Telescope Collaboration et al., *Astrophys. J. Lett.*, 875, L1 (2019).
3. Cacciapuoti L., Salomon Ch. *Eur. Phys. J. Special Topics*, 172, 57 (2009).
4. Roberts B.M., Blewitt G., Dailey C., Murphy M., Pospelov M., Rollings A., Sherman J., Williams W., Derevianko A. *Nat. Commun.*, 8, 1195 (2017).
5. Grotti J. et al. *Nat. Physics*, 14, 437 (2018).
6. Гончаров А.Н., Бонерт А.Э., Бражников Д.В., Шилов А.М., Багаев С.Н. *Квант. электроника*, 44, 521 (2014) [*Quan. Electronics*, 44, 521 (2014)].
7. Ludlow A.D., Boyd M.M., Ye J., Peik E., Schmidt P.O. *Rev. Mod. Phys.*, 87, 637 (2015).
8. Тайченачев А.В., Юдин В.И., Багаев С.Н. *УФН*, 186, 193 (2016) [*Physics-Usppekhi*, 59, 184 (2016)].
9. Hafele J., Keating R. *Science*, 177, 166 (1972).
10. Takamoto M., Ushijima I., Ohmae N., Yahagi T., Kokado K., Shinkai H., Katori H. *Nat. Photonics*, 14, 411 (2020).
11. Poli N., Schioppo M., Vogt S., Falke St., Sterr U., Lisdat Ch., Tino G.M. *Appl. Phys. B*, 117, 1107 (2014).
12. Gubin M.A., Tyurikov D.A., Shelkovnikov A.S., Kovalchuk E.V., Kramer G., Lipphardt B. *IEEE J. Quantum Elect.*, 31, 2177 (1995).
13. Bagayev S.N., Dmitriyev A.K., Pokasov P.V. *Laser Phys.*, 7, 989 (1997).
14. Affolderbach C., Mileti G. *Rev. Sci. Instrum.*, 76, 073108 (2005).
15. Ignatovich S.M., Skvortsov M.N., Vishnyakov V.I., Brazhnikov D.V., Kvashnin N.L. *J. Phys. Conf. Ser.*, 793, 012010 (2017).
16. Alzetta A., Gozzini A., Moi L., Orriols G. *Nuovo Cimento B*, 36, 5 (1976).
17. Zhang H. et al. *IEEE J. Solid-St. Circ.*, 54, 3135 (2019).
18. Vicarini R., Abdel Hafiz M., Maurice V., Passilly N., Kroemer E., Ribetto L., Gaff V., Gorecki C., Galliou S., Boudot R. *IEEE T. Ultrason. Ferr.*, 66, 1962 (2019).
19. Скворцов М.Н. и др., *Квант. электроника*, 50, 576 (2020) [*Quantum Electron.*, 50, 576–580 (2020)].
20. Kitching J. *Appl. Phys. Rev.*, 5, 031302 (2018).
21. <https://directory.eoportal.org/web/eoportal/satellite-missions/c-missions/chomptt>
22. Geiger R., Landragin A., Merlet S., Pereira Dos Santos F. *AVS Quantum Sci.*, 2, 024702 (2020).
23. Hummon M.T., Kang S., Bopp D.G., Li Q., Westly D.A., Kim S., Fredrick C., Diddams S.A., Srinivasan K., Aksyuk V., Kitching J.E. *Optica*, 5, 443 (2018).
24. Maurice V., Newman Z.L., Dickerson S., Rivers M., Hsiao J., Greene P., Mescher M., Kitching J., Hummon M.T., Johnson C. *Opt. Express*, 28, 24708 (2020).
25. Abdel Hafiz M., Coget G., De Clercq E., Boudot R. *Opt. Lett.*, 41, 2982 (2016).
26. Brazhnikov D., Petersen M., Coget G., Passilly N., Maurice V., Gorecki C., Boudot R. *Phys. Rev. A*, 99, 062508 (2019).
27. Abdel Hafiz M., Brazhnikov D., Coget G., Taichenachev A., Yudin V., De Clercq E., Boudot R. *New J. Phys.*, 19, 073028 (2017).
28. Arimondo E., Orriols G. *Lett. Nuovo Cimento*, 17, 333 (1976).
29. Pappas P.G., Burns M.M., Hinshelwood D.D., Feld M.S. *Phys. Rev. A*, 21, 1955 (1980).
30. Васильев В.В., Величанский В.Л., Зибров С.А., Сивак А.В., Бражников Д.В., Тайченачев А.В., Юдин В.И. *ЖЭТФ*, 139, 883 (2011) [*J. Exp. Theor. Phys.*, 112, 770 (2011)].
31. Сапрыкин Э.Г., Черненко А.А., Шалагин А.М. *ЖЭТФ*, 146, 229 (2014) [*JETP*, 119, 196 (2014)].
32. Бражников Д.В., Новокрещенов А.С., Игнатович С.М., Тайченачев А.В., Юдин В.И., *Квантовая электроника*, 46, 453 (2016) [*Quantum Electron.*, 46, 453 (2016)].
33. Knappe S.A., Robinson H.G., Hollberg L. *Opt. Express*, 15, 6293 (2007).
34. Sosa K., Oreggioni J., Failache H. *Rev. Sci. Instrum.*, 91, 083101 (2020).
35. Тайченачев А.В., Юдин В.И., Величанский В.Л., Каргапольцев С.В., Винандс Р., Китчинг Дж., Холлберг Л. *Письма в ЖЭТФ*, 80, 265 (2004) [*JETP Lett.*, 80, 236 (2004)].
36. Brazhnikov D., Ignatovich S., Vishnyakov V., Boudot R., Skvortsov M. *Opt. Express*, 27, 36034 (2019).
37. Brazhnikov D.V., Taichenachev A.V., Tumaikin A.M., Yudin V.I. *Laser Phys. Lett.*, 11, 125702 (2014).
38. Brazhnikov D.V., Ignatovich S.M., Vishnyakov V.I., Skvortsov M.N., Andreeva Ch., Entin V.M., Ryabtsev I.I., *Laser Phys. Lett.*, 15, 025701 (2018).
39. Brazhnikov D.V., Ignatovich S.M., Novokreshchenov A.S., Skvortsov M.N., *J. Phys. B: At. Mol. Opt.*, 52, 215002 (2019).
40. Летохов В.С., Чеботаев В.П. *Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения (М.: Наука, 1990)* [Letokhov V.S., Chebotayev V.P. *Nonlinear Laser Spectroscopy* (Springer-Verlag, 1977)].
41. Shah V., Kitching J. *Advances in Coherent Population Trapping for Atomic Clocks*, Chapter 2 in *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*, Volume 59 (Elsevier Inc., 2010).
42. Vanier J., Audoin C. *The quantum physics of atomic frequency standards* (Bristol and Philadelphia, 1989).