
ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ АТОМОВ

Двухчастотная субдоплеровская спектроскопия D_1 -линии атомов цезия в различных конфигурациях встречных лазерных пучков**Д.В.Бражников, С.М.Игнатович, И.С.Месензова, А.М.Михайлов, Р.Боудо, М.Н.Скворцов**

Исследуются субдоплеровские резонансы в парах цезия в лазерном поле, образованном встречными двухчастотными световыми пучками со взаимно перпендикулярными линейными поляризациями. Пучки находятся в резонансе с оптическими переходами в D_1 -линии, при этом разность частот спектральных компонент поля равна сверхтонкому расщеплению 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. В настоящей работе проведено 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 различных значениях температуры 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 населённости, 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 применения 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, в умных энергетических сетях (Smart Grid), а также 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., напр., [2]). В области фундаментальной физики КСЧ служат для проведения разнообразных прецизионных измерений, например при исследованиях постоянства мировых констант [3], для поиска тёмной материи [4], в 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 уст-

ройства. Очевидно, что наибольшей точностью и стабильностью обладают лабораторные КСЧ, размещаемые стационарно и потребляющие, как правило, значительно больше 1 кВт электроэнергии. Наиболее продвинутые версии таких стандартов создаются на базе лазерно-охлаждённых атомов или ионов [6–8]. Развитие транспортируемых КСЧ также представляет большую важность не только для решения различных прикладных задач, но и для развития фундаментальной физики. Например, активное изучение влияния гравитации на ход часов в земных условиях, предсказываемое общей теорией относительности, началось с появлением первых высокоточных транспортируемых атомных часов на основе микроволнового КСЧ с пучком атомов цезия (эксперимент Хафеле–Китинга [9]). В настоящее время ещё более точные измерения этого эффекта выполняются с транспортируемыми КСЧ оптического диапазона [10]. Принцип работы таких 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., напр., [12–15]).

Компактные версии транспортируемых КСЧ весьма востребованы для использования на борту летательных аппаратов, включая спутники. На сегодняшний день существуют несколько технологий построения таких стандартов. Самые компактные (миниатюрные) КСЧ в настоящее время имеют объём менее 100 см³ и основаны на явлении когерентного пленения населённости (КПН) [16]. В этих устройствах КПН проявляется в виде узкого нелинейного резонанса в ячейках, заполненных парами щелочного металла (Rb или Cs). Для возбуждения нелинейного резонанса используется многочастотное лазерное излучение, получаемое в результате микроволновой модуляции тока накачки диодного лазера с вертикальным

Д.В.Бражников. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 15Б; Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 1; e-mail: brazhnikov@laser.nsc.ru

С.М.Игнатович, И.С.Месензова, А.М.Михайлов, М.Н.Скворцов. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 15Б; e-mail: sign@laser.nsc.ru

R.Boudot. FEMTO-ST, CNRS, University Bourgogne Franche-Comté, 26 rue de l'épitahe, 25000 Besançon, France; e-mail: rodolphe.boudot@femto-st.fr

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 был равен всего 15 см^3 при энергопотреблении около 60 мВт, а относительная стабильность частоты (девиация Аллана σ_y) составила 7×10^{-11} за время усреднения 1 с и 2×10^{-12} – за 24 ч. Ожидается, что в скором будущем такие КСЧ обеспечат заметный прогресс во многих технологиях, связанных с использованием мобильных высокоточных часов. Например, уже реализуются проекты, в которых КСЧ-КПН применяются для отработки принципов навигации в дальнем космосе с использованием малых спутников – кубсатов [21].

До недавнего времени образцы миниатюрных КСЧ работали лишь в микроволновом диапазоне. Однако создание таких КСЧ для оптического диапазона представляет самостоятельную ценность. Действительно, помимо использования таких стандартов частоты в качестве основы для миниатюрных оптических часов нового поколения, они могут служить высокостабильными источниками лазерного излучения и входить в состав ещё более сложных квантовых устройств – транспортируемых атомно-интерферометрических сенсоров гравитации, ускорения и вращения, которые в настоящее время стремительно развиваются [22]. Первые миниатюрные КСЧ оптического диапазона, которые оказались конкурентоспособными в сравнении с передовыми микроволновыми аналогами, были продемонстрированы лишь в последние три года группой учёных из США в работах [23, 24]. В последней из них была продемонстрирована относительная стабильность частоты разработанного стандарта $\sigma_y = 2.9 \times 10^{-12}$ 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 объёмом $\sim 10 \text{ мм}^3$. В частности, в основе работы созданного КСЧ [23, 24] лежит метод двухфотонной спектроскопии атомов ^{87}Rb , помещённых в микроячейку с размерами $3 \times 3 \times 3 \text{ мм}$.

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 разность $\omega_1 - \omega_2$ была равна величине сверхтонкого расщепления основного состояния ($\Delta_g \approx 2\pi \times 9.2 \text{ ГГц}$, рис.1). Частотные компоненты поля ω_1 и ω_2 (боковые полосы ± 1 -го 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 высокого контраста нелинейного резонанса подробно исследованы в [26, 27]. В работе [26] для стабилизации оптической частоты диодного лазера была использована цезиевая микроячейка пример-

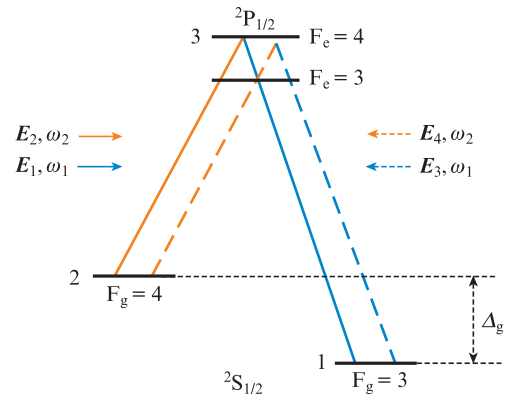


Рис.1. Схема уровней энергии D_1 -линии атома цезия. Для упрощения вырождение уровней по магнитным (зеемановским) подуровням m не показано. Встречные бихроматические лазерные пучки резонансны дипольным переходам $F_g = 3 \rightarrow F_c = 4$ и $F_g = 4 \rightarrow F_c = 4$, соответствующие уровни энергии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

но 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 является на сегодняшний день одним из лучших результатов 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 две различные схемы формирования лазерного поля в ячейке. В первой встречный лазерный пучок формируется простым отражением от зеркала исходного пучка обратно в ячейку. Во второй схеме исходный пучок разделяется на два: условно говоря, на пучок накачки и на пробный (зондирующий) 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 , который определяет кратковременную стабильность КСЧ (σ_y за 1 с). Измерения этого параметра выполнены для различных значений мощности оптического поля в ячейке и её температуры. Полученные результаты сопоставлены с результатами исследования широко используемой одночастотной конфигурации, в которой наблюдается «обычный» резонанс насыщенного поглощения. Проведённые исследования существенно дополняют данные, полученные в работах [25–27], а также позволяют сделать вывод об оптимальных 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 Z , расположенно-

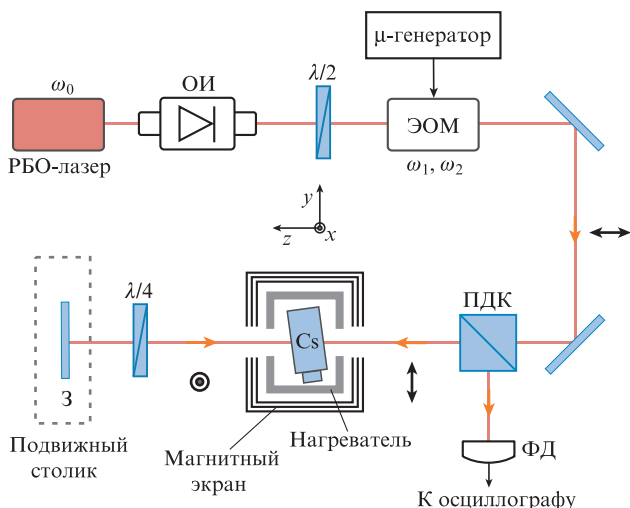


Рис.2. Схема экспериментальной установки с отражением исходного лазерного пучка зеркалом обратно в ячейку.

го на подвижной платформе. Именно такой простой способ формирования встречных лазерных пучков в ячейке применялся во всех предыдущих работах на эту тему [25–27]. Необходимость использования платформы продиктована тем, что расстояние между зеркалом и ячейкой должно быть подобрано таким, чтобы обеспечить максимальную амплитуду субдоплеровского резонанса. Зависимость амплитуды резонанса от этого расстояния подробно обсуждается в работах [26,27], поэтому мы не будем подробно на этом останавливаться. Отметим лишь, что осцилляции амплитуды резонанса при перемещении платформы вдоль оси *z* являются проявлением 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).

В качестве источника излучения используется диодный РБО-лазер (лазер с распределённым брэгговским отражателем) с длиной волны генерации около 894.6 нм и шириной линии ~ 1 МГц. Излучение лазера, прошедшее оптический изолятор ОИ и полуволновую пластинку, направляется в амплитудный ЭОМ (iXBlue NIR-MX950-LN-20), сопряжённый с сохраняющим поляризацию волокном. 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 -го порядков) с подавленной несущей частотой ω_0 . При этом разность частот $\omega_1 - \omega_2 = 4\pi f_\mu$, где частота f_μ задаётся СВЧ μ -генератором, подключенным к ЭОМ. Во всех экспериментах по двухчастотному методу спектроскопии частота $f_\mu = \Delta_g/4\pi \approx 4.6$ ГГц, т. е. половине величины 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 КПН [28].

После прохождения ЭОМ лазерный пучок диаметром ~ 1 мм, пройдя 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 длиной 5 мм и диаметром 20 мм, изготовленная из боросиликатного стекла. Ячейка находится в медном нагревающем 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 З, а также проходит два раза (туда и обратно) через четвертьволновую пластинку $\lambda/4$, что приводит к повороту первоначально линейной поляризации излучения на 90°. 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 формируется 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), по оси ординат – сигнал с фотодетектора ФД. Штриховая косая линия на рис.3 отвечает полному прохождению светового пучка в отсутствие поглощения в ячейке (частота лазера ω_0 перестраивалась изменением тока накачки лазера, что объясняет отклонение этой прямой от горизонтали и некоторую асимметрию контура поглощения). В экспериментах (в текущей и последующих конфигурациях) мощность лазерного пучка *P* измерялась перед ПДК.

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

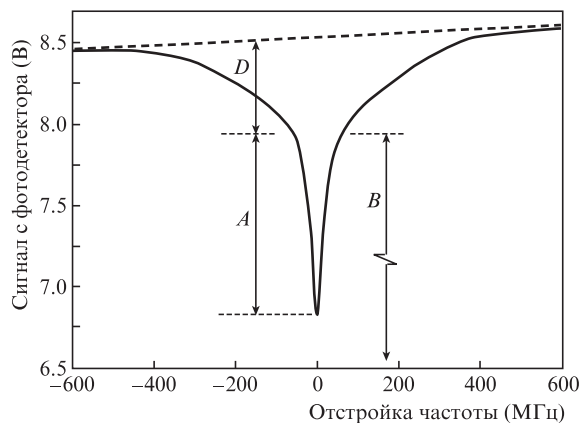


Рис.3. Субдоплеровская спектроскопия атомов цезия в поле встречных двухчастотных лазерных пучков при $T \approx 42^\circ\text{C}$, $P \approx 1.5$ мВт; *A*, *B* и *D* – амплитуды центрального резонанса, фонового сигнала и доплеровского контура соответственно.

дались и ранее в различных конфигурациях световых полей (см., напр., [29–32]). Однако яркой особенностью используемой двухчастотной схемы является величина контраста нелинейного сигнала – так, амплитуда центрального резонанса A может заметно превышать амплитуду широкого доплеровского контура D (рис.3). В случае же с обычным резонансом насыщенного поглощения его амплитуда, как правило, составляет не более 20%–30% от амплитуды доплеровского контура (см., напр., [14, 33, 34], а также разд.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 Δ_{res} на полувысоте (FWHM) составляет около 35 МГц.

На качественном уровне резкое увеличение поглощения в центре резонансного контура можно объяснить следующим простым образом. При отстройке лазерного излучения вдали от средней частоты двух переходов, т.е. когда $\delta_0/2\pi \gg \Delta_{\text{res}}$, 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 которым связана относительно небольшая амплитуда широкого доплеровского контура на рис.3. При $\delta_0/2\pi \approx \Delta_{\text{res}}$, т.е. вблизи центра резонансной кривой, оба пучка взаимодействуют с одними и теми же атомами в газе. В этом случае оказывается возможным подобрать такие условия эксперимента, 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 оценить его величину (контраст резонанса). На самом деле, к высокому контрасту нелинейного резонанса приводит несколько конструктивно взаимодействующих оптических эффектов, усиливающих друг друга. Подробное описание данного эффекта (гиперконтраста) требует рассмотрения реальной структуры уровней энергии в атоме (с учётом всех магнитных подуровней), что выходит за рамки настоящей статьи. Такое рассмотрение приведено 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.

На рис.4 демонстрируется эффект осцилляций амплитуды нелинейного резонанса при перемещении зеркала, о чём говорилось выше. Видно, что при перемещении зеркала z (см. рис.2), формирующего встречный лазерный пучок, амплитуда может испытывать осцилляции с размахом $\sim 50\%$ от максимальной величины. На рис.4 экспериментальные точки хорошо аппроксимируются синусоидальной функцией с периодом ~ 17 мм, что находится в соответствии с теорией [26, 27].

На рис.5 приведена зависимость ширины нелинейного резонанса Δ_{res} от полной оптической мощности P на

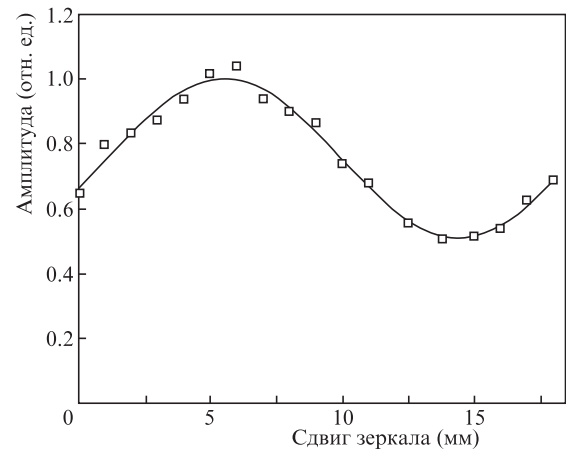


Рис.4. Нормированные на максимальное значение осцилляции амплитуды субдоплеровского резонанса в случае перемещения зеркала относительно некоторого произвольного начального положения при $T \approx 50^\circ\text{C}$, $P \approx 0.5$ мВт. Кривая – аппроксимация по гармоническому закону.

входе в ячейку. Поскольку в экспериментах используются узкие (~ 1 мм) пучки, 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 – некая константа [34, 40]. При этом ширина резонанса слабо зависит от температуры паров в области невысоких (не более 50°C) температур. Это связано с тем, что при таких температурах оптическая плотность ОД резонансной среды мала: $\text{OD} = \lg(P_{\text{in}}/P_{\text{out}}) \approx 0.1$ для случая рис.3 (здесь P_{in} , P_{out} – мощности излучения в условиях точного резонанса 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 растёт концентрация резонансных атомов, и среда становится оптически плотной ($\text{OD} \sim 1$). Это приводит к дополнительному уширению нелинейного резонанса, форму линии которого можно качественно аппроксимировать зависимостью $\sim \exp[-n_a \times L\alpha(\delta_0)]$, где n_a – концентрация атомов, L – длина ячейки.

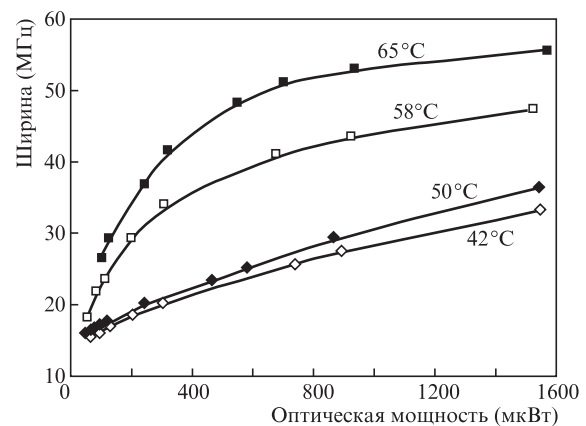


Рис.5. Зависимость полной ширины субдоплеровского резонанса от оптической мощности на входе в ячейку при разных температурах паров цезия.

Так, в наших экспериментах при $T = 65^\circ\text{C}$ и $P_{in} = 1.5$ 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 [41]:

$$C_D = 100 \times A/D, \tag{1}$$

$$C_B = 100 \times A/B. \tag{2}$$

Как видно из рис.6,а, для контраста C_D предпочтительней малая температура 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 (рис.6,б), то в его зависимости от мощности лазерного поля довольно быстро наступает некоторый оптимум, а кроме того, видно наличие 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: контраст C_D имеет первостепенное значение, когда анализируется флуоресценция паров (см., напр., [15]), тогда как контраст C_B важен при использовании сигнала прохождения, как в нашем случае (см. рис.2).

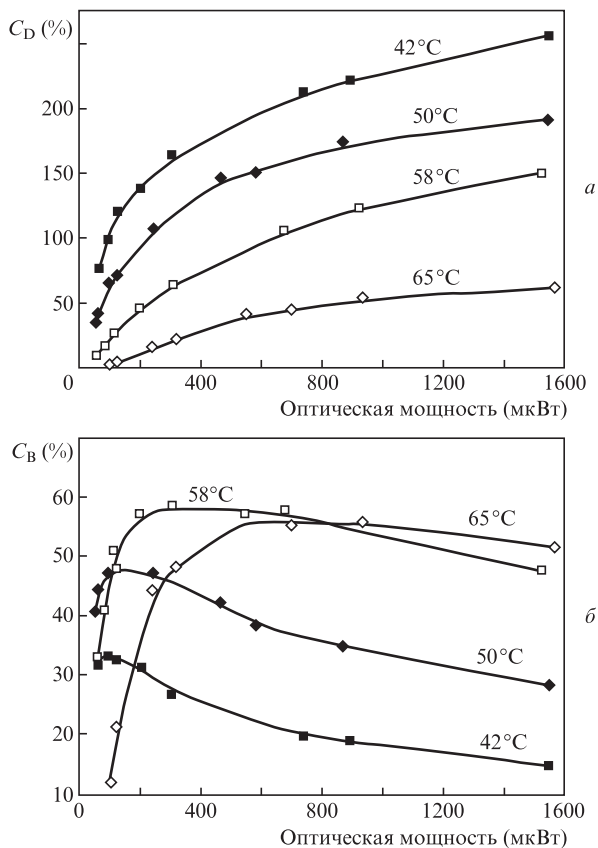


Рис.6. Зависимости контрастов резонанса C_D (а) и C_B (б), определённых выражениями (1) и (2), от оптической мощности и температуры паров цезия.

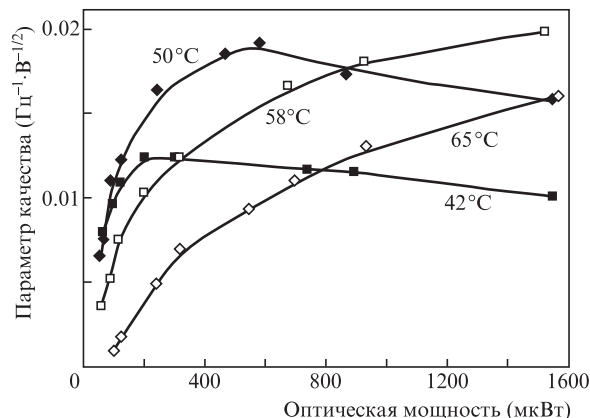


Рис.7. Зависимости параметра качества нелинейного резонанса от оптической мощности и температуры ячейки.

Основной метрологической характеристикой КСЧ является относительная стабильность частоты, которая обычно характеризуется девиацией Аллана σ_y , [1, 42]. В пределе квантового шума

$$\sigma_y \approx \frac{\Delta\nu/\nu_0}{\text{SNR}} \frac{1}{\sqrt{\tau}}, \tag{3}$$

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

$$\sigma_y(\tau = 1\text{c}) \sim \frac{1}{Q}, \quad Q = \frac{C_B/100\%}{\Delta\nu\sqrt{B}}. \tag{4}$$

Следовательно, максимизация параметра Q имеет первостепенное значение для использования 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 обусловлено необходимостью обеспечить малое энергопотребление разрабатываемого КСЧ. Таким образом, в качестве оптимальных значений следует выбрать $T \approx 50^\circ\text{C}$ и $P \approx 0.5$ мВт.

2.2. Схема накачка – зондирование

На рис.8 представлена схема экспериментальной установки, во многом аналогичная приведенной на рис.2. Отличие состоит в способе формирования встречного лазерного пучка. Теперь оба встречных пучка полностью независимы друг от друга: исходный лазерный пучок разделяется на два пучка равной мощности, которые поступают в ячейку с противоположных 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

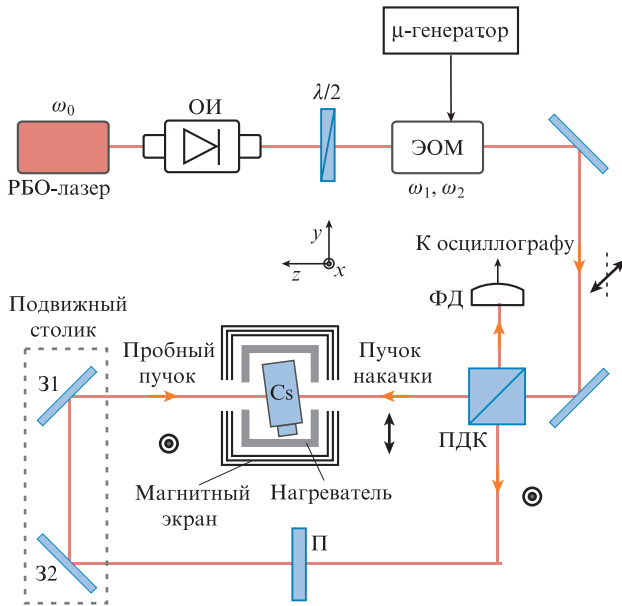


Рис.8. Схема экспериментальной установки с разделением исходного пучка на пучок накачки и пробный пучок; П – поляризатор, отсекающий накачку.

против оси z (см. рис.2), зависит от степени поглощения лазерного пучка при его первом прохождении ячейки. Иными словами, интенсивности встречных пучков в этой схеме в принципе не могут быть равными (при одинаковых диаметрах пучков). Между тем, как было показано в работах [26, 27], равенство интенсивностей встречных пучков является одним из требований для достижения максимального поглощения света в центре резонанса (при $\delta_0 = 0$).

Именно в схеме с разделением исходного пучка на два независимых (условно говоря, на пучок накачки и на пробный (зондирующий) пучок) появляется возможность сделать интенсивности встречных пучков одинаковыми. С другой стороны, в схеме с одним зеркалом (см. рис.2) 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 обстоятельства, заранее трудно сделать окончательный вывод о том, какая схема предпочтительнее для использования в КСЧ. Поэтому, по аналогии со схемой на рис.2, приведём результаты измерения параметров субдоплеровского резонанса в схеме накачка – зондирование.

В качестве дополнительной иллюстрации высокого контраста субдоплеровского резонанса на рис.9 приведены две резонансные кривые поглощения пробной волны: в присутствии и в отсутствие волны накачки. В рассматриваемой схеме (рис.8), в отличие от предыдущего варианта (рис.2), можно исключить волну накачки, например, просто перекрыв пучок. Это позволяет с помощью наложения двух кривых выделить ту часть резонансной кривой, которая связана с одновременным действием двух встречных пучков, т.е. центральный субдоплеровский резонанс. Из рис.9 следует, что при данных параметрах эксперимента амплитуда субдоплеровского резонанса примерно в 3 раза больше амплитуды широкого доплеровского контура.

На рис.10 отражена зависимость ширины субдоплеровского резонанса от полной оптической мощности.

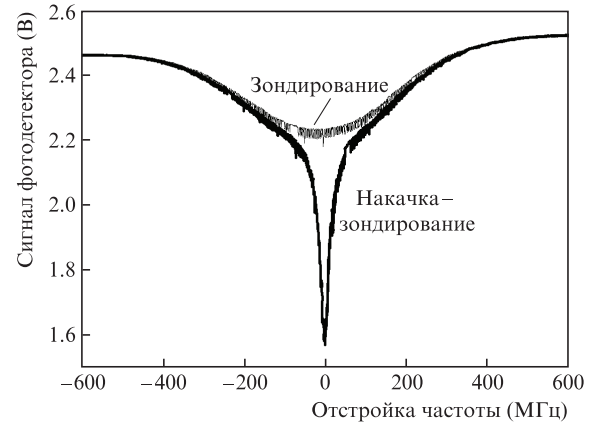


Рис.9. Резонансное поглощение пробной волны в отсутствие (зондирование) и в присутствии (накачка – зондирование) волны накачки при $T \approx 50^\circ\text{C}$, $P \approx 1.3$ мВт.

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. Видно, что при одинаковых интенсивностях встречных пучков контраст C_D может достигать 450%, тогда как в предыдущей схеме эксперимента он составлял 250%. Параметр C_B (как и в случае схемы на рис.2) имеет оптимум по оптической мощности, но экстремум в зависимости от температуры ячейки (в диапазоне рассматриваемых температур) теперь не наблюдается.

Из рис.12 следует, что, в отличие от схемы, приведенной на рис.2, выраженный экстремум параметра качества нелинейного резонанса в исследуемой области оптических мощностей также не наблюдается. В то же время просматривается оптимальное значение температуры ячейки. Таким образом, с точки зрения использования рассматриваемой конфигурации для разработки КСЧ оптимальными значениями являются $T \approx 60^\circ\text{C}$ и $P \approx 1.5$ мВт. При этом достигается примерно такое же качество нелинейного резонанса, как и в случае схемы на рис.2, где исходный пучок не разделяется на два. Однако теперь требуются большие температура ячейки и мощность лазерного излучения (против $T \approx 50^\circ\text{C}$ и $P \approx 0.5$ мВт, см. рис.7).

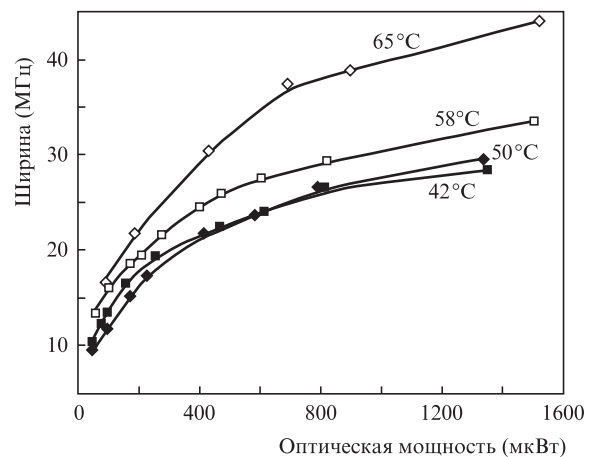


Рис.10. Зависимости полной ширины субдоплеровского резонанса от оптической мощности при разных температурах паров цезия в схеме накачка – зондирование.

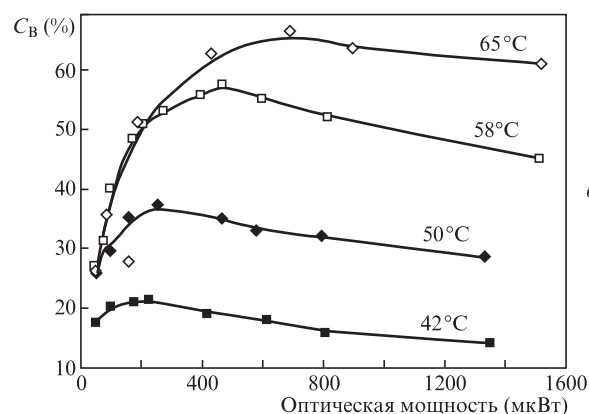
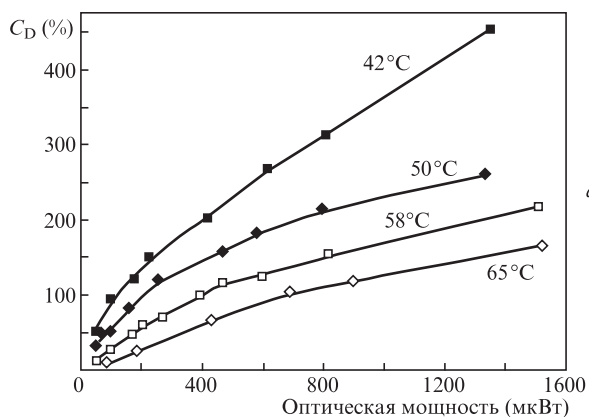


Рис.11. Зависимости контрастов резонанса C_D (а) и C_B (б), определённых выражениями (1) и (2), от оптической мощности и температуры паров цезия в схеме накачка – зондирование.

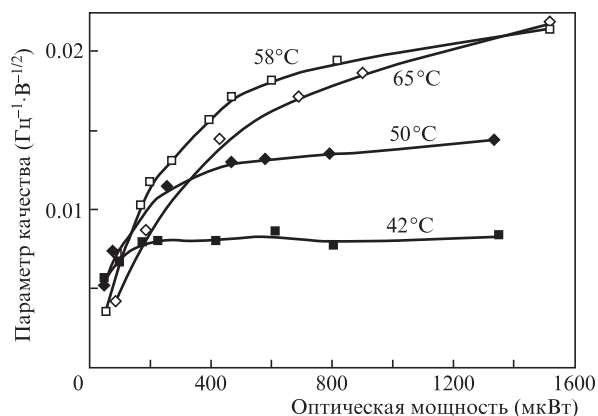


Рис.12. Зависимости параметра качества нелинейного резонанса от оптической мощности и температуры ячейки в схеме накачка – зондирование.

3. Сравнения двух- и одночастотного методов возбуждения резонанса

Для демонстрации преимуществ двухчастотного метода спектроскопии сравним наблюдаемый резонанс с аналогичным субдоплеровским резонансом, полученным в широко используемой одночастотной конфигурации. Ее можно получить с помощью той же экспериментальной установки, что и в п.2.2 (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 D₁-линии.

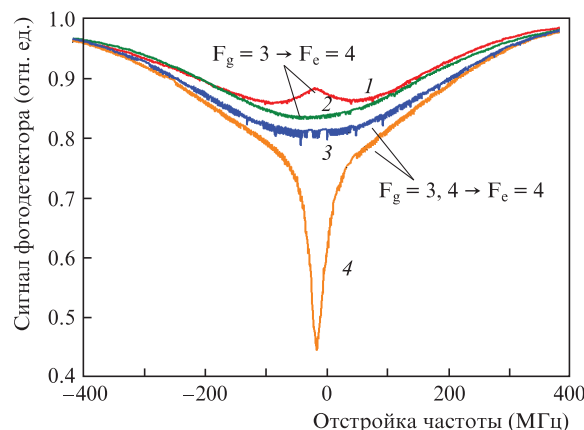


Рис.13. Резонансное поглощение пробной волны в случаях одночастотного режима в присутствии волны накачки (1) и в её отсутствие (2) и двухчастотного режима в отсутствие встречного пучка (3) и в его присутствии (4) при $T \approx 58^\circ\text{C}$, $P \approx 1.5$ мВт.

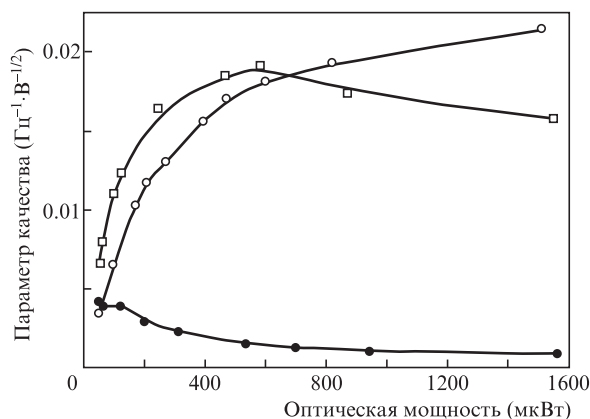


Рис.14. Зависимости параметра качества нелинейного резонанса от оптической мощности в двухчастотном режиме при использовании зеркала (e), в двухчастотном режиме с делением исходного пучка на пучки накачки и зондирования (o) и в одночастотном режиме (•).

Как следует из рис.13, резонанс насыщенного поглощения при одночастотном методе наблюдения имеет существенно меньшую амплитуду, чем при двухчастотном методе, а также значительно большую ширину. Последнее обстоятельство связано с открытостью перехода $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ и с оптической накачкой большей части атомов на нерезонансный уровень $F_g = 4$, что является дополнительным уширяющим резонанс фактором [30]. В двухчастотном режиме вблизи субдоплеровского резонанса ($\delta_0 \approx \Delta_{\text{res}}$) этого не происходит.

На рис.14 приведены параметры качества нелинейного резонанса, получаемые различными методами. В каждом случае выбрана оптимальная температура с наилучшим значением Q (в частности, в одночастотном режиме $T_{\text{opt}} \approx 58^\circ\text{C}$). Видно, что при двухчастотном методе наблюдения параметр Q значительно больше, чем в случае стандартного одночастотного метода. Согласно (4) это должно привести и к соответствующему улучшению кратковременной стабильности КСЧ на основе двухчастотного метода.

4. Заключение

Приведены результаты сравнения параметров субдоплеровских резонансов, наблюдаемых в парах цезия в раз-

ных оптических схемах с использованием метода двухчастотной лазерной спектроскопии, который был недавно предложен для создания на его основе миниатюрного КСЧ. В частности, в двухчастотном режиме нами были проведены экспериментальные исследования двух способов формирования требуемого лазерного поля в цезиевой ячейке: с помощью отражения глухим зеркалом исходного лазерного пучка обратно в ячейку (с поворотом линейной поляризации на 90° посредством четвертьволновой пластинки) и с помощью разделения пучка лазера на два независимых пучка (схема накачка–зондирование), обладающих ортогональными линейными поляризациями. Основным параметром для сравнения нелинейных резонансов служил параметр качества Q , введённый согласно формуле (4), который в значительной степени определяет кратковременную стабильность КСЧ. Проведённые исследования показали, что для разработки миниатюрного КСЧ, основанного на анализе прохождения лазерного пучка через резонансную среду, предпочтительнее первая схема с одним глухим зеркалом (см. рис.2). В такой схеме максимальное качество резонанса достигается при меньших температуре ячейки и оптической мощности, чем в схеме накачка–зондирование. Кроме того, первая схема с одним зеркалом проще в реализации и настройке, а также может быть более компактной, чем вторая схема.

Для демонстрации возможностей двухчастотного метода спектроскопии также проведено сравнение его результатов с результатами, полученными широко используемым методом, в котором применяется одночастотная конфигурация лазерного поля и наблюдается обычный резонанс насыщенного поглощения в виде пика в сигнале пропускания среды. Из представленных данных следует, что двухчастотный метод существенно превосходит одночастотный в достижении 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 при усреднении на временах $10^3 - 10^5$ с). Эта стабильность, как правило, ограничена относительно медленными дрейфами оптической частоты, вызванными различными физическими факторами: флуктуациями температуры ячейки, интенсивности лазерного излучения и др. 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), позволившую осуществить разработку компактного физического блока для проведения экспериментов по двухчастотному методу спектроскопии атомов цезия.

1. Риле Ф. *Стандарты частоты. Принципы и приложения* (М.: Физматлит, 2009).
2. The Event Horizon Telescope Collaboration et al. *Astrophys. J. Lett.*, **875**, L1 (2019).
3. Saccapuoti L., Salomon Ch. *Eur. Phys. J. Special Top.*, **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. *Квантовая электроника*, **44**, 521 (2014) [*Quantum Electron.*, **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) [*Phys. Usp.*, **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 Electron.*, **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. *Квантовая электроника*, **50**, 576 (2020) [*Quantum Electron.*, **50**, 576 (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) [*J. Exp. Theor. Phys.*, **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., in *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics* (Elsevier Inc., 2010, vol. 59, ch. 2).
42. Vanier J., Audoin C. *The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards* (Bristol and Philadelphia, 1989).