

# Метод Рамана–Рэмси импульсного возбуждения резонансов когерентного пленения населенности в $^{87}\text{Rb}$ -ячейке с буферным газом

В.Н.Барышев, Г.В.Осипенко, М.С.Алейников, И.Ю.Блинов

*Представлены результаты экспериментального применения метода Рамана–Рэмси импульсного возбуждения резонансов когерентного пленения населенности (КПН) в атомах  $^{87}\text{Rb}$  в ячейке со смесью паров рубидия и буферных газов Ar и Ne. В плане разработки малогабаритных микроволновых квантовых стандартов частоты данный метод является альтернативным недавно реализованному с использованием такой же рубидиевой ячейки методу импульсной оптической накачки. Оба метода имеют преимущества перед традиционной техникой детектирования двойного радиооптического резонанса, главным из которых является существенное подавление светового сдвига частоты часового перехода, поскольку эволюция когерентности атомных состояний, формирующих часовой переход, происходит в отсутствие лазерного излучения в ячейке. Узкие (110–240 Гц) резонансы Рамана–Рэмси получены по схеме импульсного возбуждения КПН-резонансов на  $D_1$ -линии атома  $^{87}\text{Rb}$  при одинаковых линейных (lin||lin) поляризациях составляющих бихроматического лазерного излучения. Описан процесс оптимизации ширины центрального резонансного пика, его контраста, а также отношения ширина/контраст. Экспериментально исследована магнитная зависимость ширины центрального пика линии Рамана–Рэмси.*

**Ключевые слова:** квантовый стандарт частоты на парах рубидия, импульсная оптическая накачка, когерентное пленение населенности, импульсное возбуждение резонансов когерентного пленения населенности, диодный лазер, акусто-оптический модулятор, электрооптический модулятор.

## 1. Введение

В недавно опубликованной работе [1] нами были представлены результаты экспериментального исследования квантовых стандартов частоты (КСЧ) на парах рубидия с импульсной оптической накачкой (ИОН). В процессе оптимизации длительности и интенсивности импульсов накачки и детектирования получены узкие (150–200 Гц) линии Рэмси с контрастом центрального пика, превышающим 40%. Отношение сигнал/шум (S/N) детектируемого оптического сигнала составило  $\sim 30000$ , а вклад дробовых шумов фотодетектирования в нестабильность КСЧ, выраженную в виде вариации Аллана, можно оценить как  $\sigma_y(\tau) \sim 2 \times 10^{-14}/\sqrt{\tau}$  ( $\tau$  – время усреднения). Целью нашей работы, как и работ других исследовательских групп [2–4], является создание малогабаритного (объем  $\sim 10$  л, масса  $\sim 10$  кг) микроволнового КСЧ на основе рубидиевой газовой ячейки с ИОН со стабильностью, сравнимой или даже превышающей стабильность промышленных пассивных водородных генераторов. Впечатляющие результаты, полученные в работах [2–4], позволяют рассматривать возможность использования КСЧ с ИОН в качестве синхронизатора локальных шкал времени, включая бортовые шкалы глобальных навигационных спутниковых систем.

В.Н.Барышев, Г.В.Осипенко, М.С.Алейников, И.Ю.Блинов.  
ФГУП «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений», Россия, Московская обл., 141570 Менделеево;  
e-mail: baryshev@vniiftri.ru, osipenko.9494@mail.ru

Поступила в редакцию 24 октября 2018 г., после доработки – 25 января 2019 г.

Однако в настоящее время активно развивается альтернативный КСЧ с ИОН стандарт, основанный на другом физическом эффекте, – КСЧ с импульсным возбуждением резонансов когерентного пленения населенности (КПН). Контраст линии часового перехода в таких КСЧ (порядка нескольких десятков процентов) сравним с контрастом, получаемым с использованием техники импульсной оптической накачки [5]. В КСЧ на эффекте КПН в традиционной  $\Lambda$ -конфигурации трехуровневой атомной системы, когда атом опрашивается бихроматическим излучением с одинаковой круговой поляризацией компонент, только небольшая часть атомов участвует в формировании магнитно-независимого часового КПН-резонанса, в результате чего его контраст составляет всего  $\sim 1\%$ . Большая часть атомов перекачивается на зеемановские магнитные подуровни с максимальным магнитным квантовым числом  $m$ . Чтобы избежать накачки атомов в ловушечные состояния, было предложено несколько новых схем формирования высококонтрастных КПН-резонансов как в непрерывном, так и в импульсном режимах взаимодействия бихроматического излучения с атомом: 1) схема с поочередным изменением направления круговой поляризации компонент бихроматического излучения (push-pull optical pumping) [5–7]; 2) схема со взаимно перпендикулярными линейными поляризациями компонент бихроматического излучения (lin $\perp$ lin) [8]; 3) схема с параллельными линейными поляризациями компонент бихроматического излучения (lin||lin) [9–11]. Именно третья, самая простая в экспериментальном плане схема была выбрана нами для исследования и отработки техники Рамана–Рэмси импульсного возбуждения КПН-резонансов, поскольку ее реализация не требовала внесения существенных изменений в схему экспериментальной

установки, на которой до этого был уже отработан принцип действия КСЧ с ИОН [1].

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования метода Рамана–Рэмси импульсного возбуждения КПН-резонансов на  $D_1$ -линии атома  $^{87}\text{Rb}$  в ячейке со смесью паров рубидия и буферных газов Ag и Ne при одинаковой линейной (lin||lin) поляризации компонент бихроматического лазерного излучения. Представлена линия Рамана–Рэмси, описан процесс оптимизации ширины и контраста ее центрального пика, отношения ширина/контраст. Исследована магнитная зависимость ширины центрального пика линии Рамана–Рэмси, которая формируется в экспериментальной lin||lin-конфигурации КПН-переходами между магнитными подуровнями с  $m = \pm 1$  [9].

## 2. Экспериментальная установка и результаты

Исследование и обработка техники Рамана–Рэмси импульсного возбуждения КПН-резонансов на  $D_1$ -линии атома  $^{87}\text{Rb}$  при одинаковой lin||lin-поляризации компонент бихроматического лазерного излучения проводились на той же экспериментальной установке, на которой был отработан принцип действия КСЧ с ИОН. Описанный в [1] прототип КСЧ с ИОН состоит из трех основных частей, которые претерпели следующие конструктивные и функциональные изменения. Часть прототипа, содержащая ячейку со смесью паров  $^{87}\text{Rb}$  с буферными газами Ag и Ne при их суммарном давлении 14.7 Тор и отношении парциальных давлений 0.5, помещенную в цилиндрический микроволновый резонатор, соленоид, создающий продольное по оси резонатора магнитное поле  $B$ , магнитные экраны и термостат, не претерпела конструктивных изменений. При проведении экспериментов по обработке техники Рамана–Рэмси импульсного возбуждения КПН-резонансов микроволновый резонатор (6.834 ГГц) не использовался. Дiodный лазер с внешним резонатором (ДЛВР) на основе дифракционной решетки в конфигурации Литтрова генерировал излучение на  $\lambda = 795$  нм, необходимое для формирования оптических импульсов накачки в темное состояние и импульсов детектирования. Разработанный во ВНИИФТРИ однопроходный акусто-оптический модулятор (АОМ,  $-170$  МГц) в брэгговском анизотропном режиме дифракции использовался, как и в работе [1], для генерации оптических импульсов. Для создания бихроматического светового поля выходное дифрагированное излучение после АОМа подавалось на вход сопряженного с сохраняющим поляризацию оптико-волоконным кабелем электрооптического модулятора (ЭОМ) Photline NIR-MPX800-LN-10, управляемого синусоидальным сигналом с частотой 3.417 ГГц и мощностью 100 мВт. Мощность частотно-модулированного излучения на выходе ЭОМа почти поровну делилась между двумя боковыми составляющими первого порядка. Пространственно отфильтрованное излучение на выходе ЭОМа направлялось в телескоп, увеличивающий диаметр светового пучка до 10 мм. В результате световой пучок имел те же размеры и то же пространственное положение относительно газовой ячейки и фотодетектора, аналогичных входившим в состав описанного в [1] прототипа. Система формирования опросного СВЧ сигнала и цифровая система управления, формирующая все оптические и электрические сигналы прототипа КСЧ теперь уже с импульсным возбуждением КПН-резонансов, не были изменены,

за исключением того, что в качестве опросного использовался подаваемый на ЭОМ сигнал на частоте 3.417 ГГц.

Таким образом, для обработки техники Рамана–Рэмси импульсного возбуждения КПН-резонансов на  $D_1$ -линии атома  $^{87}\text{Rb}$  и создания lin||lin-поляризации компонент бихроматического лазерного излучения нами использовалась простая оптическая схема, состоящая из одного лазерного источника и внешнего оптического фазового модулятора. Нужно отметить, что в наших экспериментах интенсивность частотно-модулированного излучения, направляемого в ячейку с рубидием, была ограничена сверху максимальной мощностью излучения ДЛВР (450 мВт) и составляла 570 мВт/см<sup>2</sup>. Умеренное значение максимального контраста, полученное нами в экспериментах, объясняется лишь этим ограничением. Ширина часового КПН-резонанса в непрерывном режиме при максимуме контраста 4.0% и температуре ячейки 65°C была равна  $\sim 1.5$  кГц. При изменении интенсивности излучения вплоть до максимального значения мы не достигали режима, при котором ширина КПН-резонанса выходит на постоянное значение.

Возбуждение КПН-резонансов в данной схеме возможно только для щелочных атомов с ядерным спином  $I = 3/2$ , в частности для  $D_1$ -линии атома  $^{87}\text{Rb}$ , когда два сверхтонких уровня основного состояния с  $F_g = 1$  и  $F_g = 2$  связаны световым полем в  $\Lambda$ -конфигурации с возбужденным уровнем с  $F_e = 1$  (рис. 1). Также необходимым условием является хорошее спектральное разрешение структуры сверхтонких уровней с  $F_e = 1$  и  $F_e = 2$  возбужденного состояния. Сверхтонкое расщепление возбужденного уровня атома  $^{87}\text{Rb}$  равно 812 МГц.

На рис. 1 стрелками показаны два КПН-перехода, связывающих уровни  $|F_g = 1, m = -1\rangle$  и  $|F_g = 2, m = +1\rangle$  и уровни  $|F_g = 1, m = +1\rangle$  и  $|F_g = 2, m = -1\rangle$  основного состояния с общим уровнем  $|F_e = 1, m = 0\rangle$ . Таким образом, исследуемый часовой магнитно-независимый КПН-резонанс образуется наложением упомянутых двух переходов, частоты которых симметричны относительно частоты  $\Delta_{\text{hfs}}$  сверхтонкого расщепления основного уровня. Ширина этого часового КПН-резонанса зависит от величины магнитного поля [9].

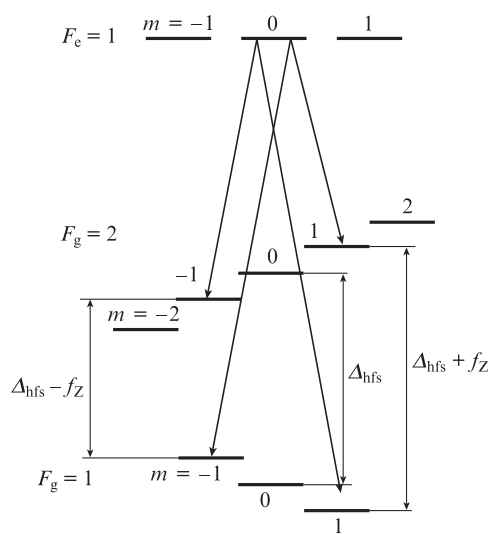


Рис. 1. Схема двухфотонных переходов в бихроматическом световом поле lin||lin-конфигурации, связывающем уровни с  $F_g = 1, 2$  и уровень  $F_e = 1$ .

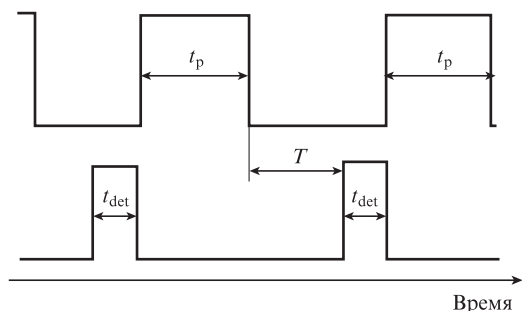


Рис.2. Временная последовательность импульсов накачки в темное состояние  $t_p$  и импульсов детектирования  $t_{det}$ .

На рис.1 можно видеть, что помимо центрального КПН-резонанса существует пара магнитно-зависимых резонансов,  $|F_g = 1, m = -1\rangle \leftrightarrow |F_g = 2, m = -1\rangle$  и  $|F_g = 1, m = +1\rangle \leftrightarrow |F_g = 2, m = +1\rangle$ , связывающих уровни с одинаковым магнитным квантовым числом  $m$ . Частоты этих КПН-резонансов отстоят от частоты  $\Delta_{\text{hfs}}$  сверхтонкого расщепления на зеемановскую частоту  $\pm f_z$  ( $f_z = 700 \times 10^7 B$ , индукция магнитного поля  $B$  выражена в теслах).

На рис.2 показана временная последовательность импульсов накачки в темное состояние  $t_p$  и импульсов детектирования  $t_{det}$ . Оптимальные параметры таковы: длительность импульса накачки  $t_p = 3.5$  мс, импульса детектирования  $t_{det} = 0.02$  мс, время между окончанием импульса накачки и началом импульса детектирования  $T = 0.42$  мс; амплитуда импульса детектирования почти в четыре раза меньше амплитуды импульса накачки. Температура ячейки  $65^\circ\text{C}$ .

На рис.3 представлена линия Рамана–Рэмси, полученная при симметричной относительно центральной частоты  $3.4173413$  ГГц линейной по времени частотной модуляции сигнала, подаваемого на ЭОМ. Контраст центрального пика  $C = 3.6\%$ , его ширина на полувысоте  $\Delta\nu = 240$  Гц значительно меньше значения ширины для режима Рэмси ( $\Delta\nu < 1/(2T) = 1190$  Гц). Отчетливо видны две магнитно-зависимые линии Рамана–Рэмси, соответствующие КПН-резонансам  $|F_g = 1, m = -1\rangle \leftrightarrow |F_g = 2, m = -1\rangle$  и  $|F_g = 1, m = 1\rangle \leftrightarrow |F_g = 2, m = 1\rangle$ , связывающим уровни с одинаковыми магнитными квантовыми числами. Интересно отметить, что в [1] линии Рэмси на магнитно-зависимых переходах с  $\Delta F_g = 1, \Delta m = 0$  вследствие неодно-

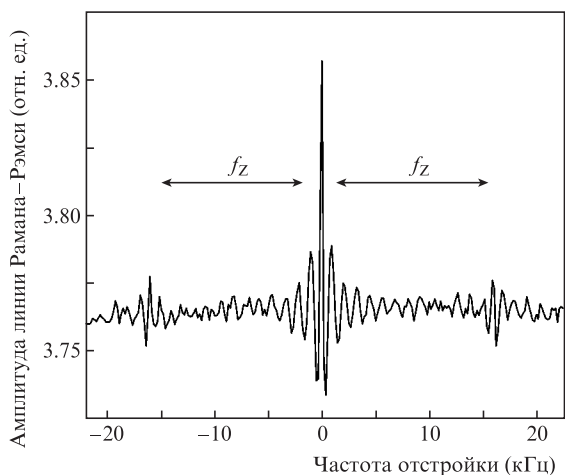


Рис.3. Линия Рамана–Рэмси. Зеемановская частота  $f_z = 15.8$  кГц, контраст центрального пика  $C = 3.6\%$ , ширина центрального пика на полувысоте  $\Delta\nu = 240$  Гц,  $t_p = 3.5$  мс,  $T = 0.42$  мс,  $t_{det} = 0.02$  мс.

родности магнитного поля не наблюдались вообще. Это говорит о том, что в нашем эксперименте импульсный режим возбуждения КПН-резонансов не является режимом Рэмси в чистом виде. В нашем случае условие Рэмси  $T \gg t_p$  не выполняется. Объяснение того, что ширина центрального пика линии Рамана–Рэмси, которая также зависит от интенсивности света, меньше ширины  $1/(2T)$ , определяемой условием Рэмси, дается в [5].

Поскольку интенсивность света в наших экспериментах не изменялась, процедура оптимизации ширины и контраста центрального пика линии Рамана–Рэмси заключалась в исследовании влияния на них длительности  $T$  интервала между импульсами накачки и детектирования. На рис.4 и 5 представлены соответствующие зависимости. При данной интенсивности света достижимы ширины линий Рамана–Рэмси, равные  $110\text{--}240$  Гц. Из рис.4, 5 видно, что при увеличении  $T$  происходит сужение линий, которое сопровождается уменьшением их контраста. На рис. 6 представлена зависимость отношения  $\Delta\nu$  к контрасту  $C$  для центрального пика линии Рамана–Рэмси от длительности импульса накачки. Интересно, что при  $T = 0.42$  мс,  $t_{det} = 0.02$  мс и заданной интенсивности света имеется оптимальное минимальное значение этого отношения. Этот факт очень важен, поскольку минимальное значение отношения  $\Delta\nu/C$  обеспечивает условие, при котором фотонные дробовые шумы, связанные с процессом оптического детектирования часового сигнала, вносят наи-

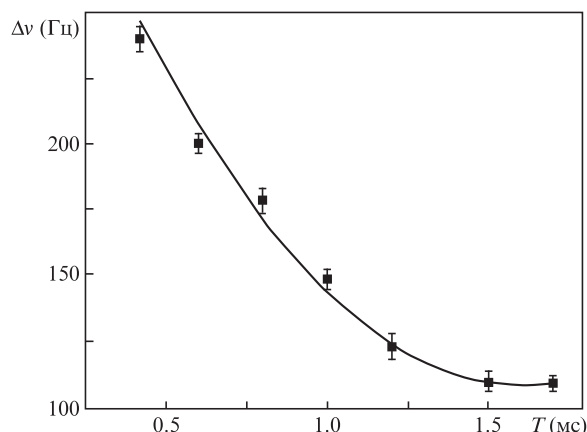


Рис.4. Зависимость ширины  $\Delta\nu$  центрального пика линии Рамана–Рэмси от длительности интервала  $T$  при  $t_p = 3.5$  мс,  $t_{det} = 0.02$  мс.

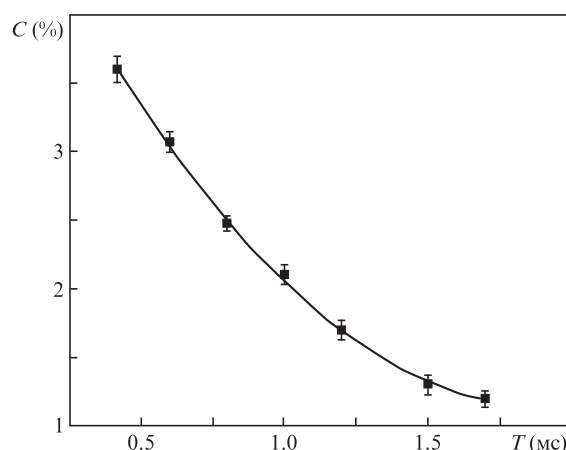


Рис.5. Зависимость контраста  $C$  центрального пика линии Рамана–Рэмси от длительности интервала  $T$  при  $t_p = 3.5$  мс,  $t_{det} = 0.02$  мс.

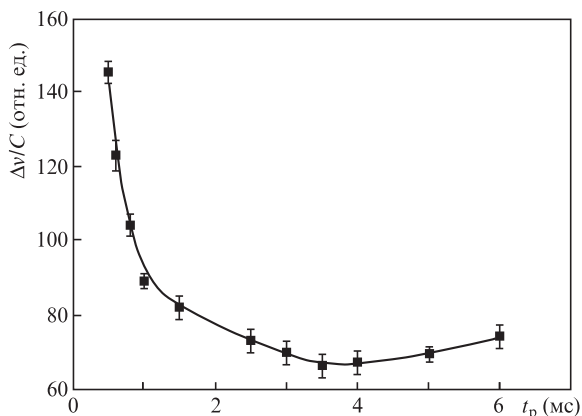


Рис.6. Зависимость отношения  $\Delta\nu/C$  для центрального пика линии Рамана–Рэмси от длительности импульса накачки  $t_p$  при  $T = 0.42$  мс,  $t_{det} = 0.02$  мс.

меньший вклад в общую нестабильность частотных измерений в импульсном режиме, выраженную в виде вариации Аллана как

$$\sigma_y(\tau) = \frac{1}{\pi} \frac{1}{Q_{line}} \frac{1}{S/N} \sqrt{\frac{T_c}{\tau}}, \tag{1}$$

где  $T_c$  – длительность цикла;  $\tau$  – время усреднения;  $Q_{line} = \nu/\Delta\nu$  – добротность атомной линии. Отношение  $S/N$  в пределе фотонных дробовых шумов пропорционально контрасту  $C$  центрального пика линии Рамана–Рэмси и корню квадратному из мощности излучения  $P_0$  на выходе из ячейки [2, 7]:  $S/N = C\sqrt{\mu_q N_{det}} \sim C\sqrt{P_0}$ . Здесь  $\mu_q$  – квантовая эффективность фотодетектора;  $N_{det}$  – число детектированных фотонов. При найденных оптимальных параметрах ( $t_p = 3.5$  мс,  $T = 0.42$  мс,  $t_{det} = 0.02$  мс), приблизительно равных значениях добротностей атомных линий и длительностей циклов, а также при контрастах резонансов, отличающихся на порядок, отношения  $S/N$  и нестабильность частотных измерений в пределе дробовых шумов фотодетектирования для резонансных линий по данным [1] и настоящей работы будут составлять 30000 и 1000,  $\sigma_y(\tau) \sim 2 \times 10^{-14}/\sqrt{\tau}$  и  $\sigma_y(\tau) \sim 6 \times 10^{-13}/\sqrt{\tau}$  соответственно.

Часовой КПП-резонанс, формируемый в экспериментальной lin||lin-конфигурации КПП магнитно-зависимыми переходами, есть наложение двух резонансов. Зависимость их частоты от магнитного поля можно получить при разложении формулы Брейта–Раби в ряд при малых индукциях магнитного поля:

$$\nu_{1,2} = \Delta_{hfs} \pm 2g_I\mu_B B + \frac{3}{8} \frac{(g_J - g_I)^2}{\Delta_{hfs}} \mu_B^2 B^2, \tag{2}$$

где  $\Delta_{hfs}$  – частота перехода между основными состояниями сверхтонкой структуры в отсутствие магнитного поля;  $g_I$  и  $g_J$  – g-факторы Ланде;  $\mu_B$  – магнетон Бора;  $B$  – индукция магнитного поля; индексы 1 и 2 обозначают переходы  $|F_g = 1, m = 1\rangle \leftrightarrow |F_g = 2, m = -1\rangle$  и  $|F_g = 1, m = -1\rangle \leftrightarrow |F_g = 2, m = 1\rangle$  соответственно. Сдвиг частоты часового перехода вследствие квадратичного эффекта Зеемана составляет  $(3/8)[(g_J - g_I)^2/\Delta_{hfs}]\mu_B^2 B^2$ , а коэффициент при  $B^2$  в 1.33 раза меньше коэффициента для перехода  $m = 0 \leftrightarrow m = 0$ , равного  $575.14 \times 10^8$  Гц/Гл<sup>2</sup>.

Исходя из формулы (2), разность частот резонансов  $|F_g = 1, m = 1\rangle \leftrightarrow |F_g = 2, m = -1\rangle$  и  $|F_g = 1, m = -1\rangle \leftrightarrow |F_g = 2, m = 1\rangle$  должна линейно зависеть от величины магнитного поля. Однако зависимость ширины линии, образуемой наложением друг на друга этих резонансов, от магнитного поля будет иметь нелинейный характер, поскольку под шириной линии  $\Delta\nu$  мы понимаем суммарную ширину (на полувысоте) наложенных друг на друга линий двух магнитно-зависимых резонансов, частоты которых симметричны относительно сверхтонкого расщепления  $\Delta_{hfs}$  и отстоят от нее на 2.8 кГц/Гс [9]. На рис. 7 представлена измеренная зависимость ширины  $\Delta\nu$  центрального пика линии Рамана–Рэмси от  $f_Z$  при оптимальных параметрах  $t_p = 3.5$  мс,  $T = 0.42$  мс,  $t_{det} = 0.02$  мс. Видно, что только в малом диапазоне зеемановских частот (до 20 кГц с небольшим) ширина малочувствительна к магнитному полю.

На рис.8 и 9 для наглядности представлены зарегистрированные центральные участки линий Рамана–Рэмси при  $f_Z = 13.31$  и 73.81 кГц. При  $f_Z = 73.81$  кГц ясно наблюдается расщепление центрального пика – явление, о котором сообщалось ранее в работах, посвященных исследованию lin||lin-конфигурации возбуждения КПП-резонансов в непрерывном режиме [9].

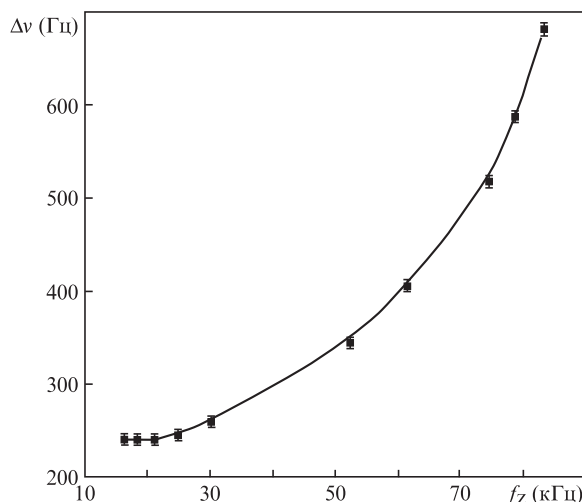


Рис.7. Зависимость  $\Delta\nu$  от зеемановской частоты  $f_Z$  при  $t_p = 3.5$  мс,  $T = 0.42$  мс,  $t_{det} = 0.02$  мс.

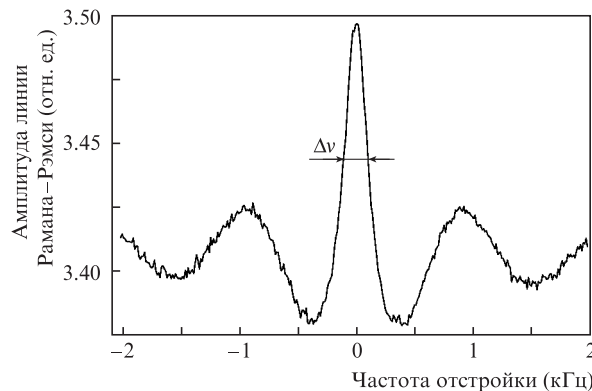


Рис.8. Линия Рамана–Рэмси с шириной центрального пика  $\Delta\nu = 240$  Гц и контрастом  $C = 3.8\%$  при  $f_Z = 13.31$  кГц,  $t_p = 3.5$  мс,  $T = 0.42$  мс,  $t_{det} = 0.02$  мс.

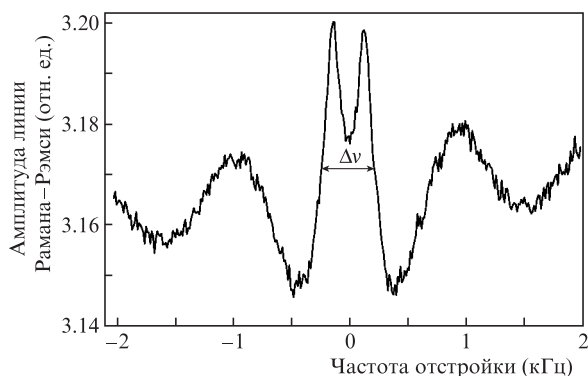


Рис.9. Линия Рамана–Рэмси с шириной центрального пика  $\Delta\nu = 520$  Гц и контрастом  $C = 1.7\%$  при  $f_z = 73.81$  кГц,  $t_p = 3.5$  мс,  $T = 0.42$  мс,  $t_{\text{det}} = 0.02$  мс.

### 3. Заключение

В работе представлены результаты исследования КСЧ с импульсным возбуждением резонансов когерентного пленения населенности на  $D_1$ -линии атома  $^{87}\text{Rb}$  методом Рамана–Рэмси при одинаковых линейных поляризациях составляющих бихроматического лазерного излучения. Данный метод получения узких резонансов является альтернативой методу импульсной оптической накачки, недавно реализованному в работе [1] с такой же рубидиевой ячейкой. Описан процесс оптимизации ширины центрального резонансного пика, его контраста, а также от-

ношения ширина/контраст. Найдено оптимальное минимальное значение этого отношения, определяющее условие, при котором фотонные дробовые шумы вносят наименьший вклад в общую нестабильность частотных измерений в импульсном режиме. Исследована зависимость ширины центрального пика линии Рамана–Рэмси от магнитного поля и найдена область значений магнитного поля, где эта зависимость минимальна.

1. Барышев В.Н., Алейников М.С., Осипенко Г.В., Блинов И.Ю., Коаттовая электроника, **48** (5), 443 (2018) [*Quantum Electron.*, **48** (5), 443 (2018)].
2. Micalizio S., Calosso C., Godone A., Levi F. *Metrologia*, **49**, 425 (2012).
3. Kang S., Gharavipour M., Afolderbach C., Gruet F., Miletì G. *J. Appl. Phys.*, **117**, 104510 (2015).
4. Micalizio S., Levi F., Godone A., Calosso C., Francois B., Boudot R., Afolderbach C., Kang S., Gharavipour M., Gruet F., Miletì G. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **723**, 012015 (2016).
5. Hafiz M., Coget G., Yun P., Guerandel S., de Clercq E., Rodolphe Boudot R. *J. Appl. Phys.*, **121**, 104903 (2017).
6. Jau Y.Y., Miron E., Post A.B., Kuzma N.N., Happer W. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 160802 (2004).
7. Liu X., Mérolla J.-M., Guérandel S., Gorecki C., de Clercq E., Boudot R. *Phys. Rev. A*, **87**, 013416 (2013).
8. Zanon T., Guerandel S., de Clercq E., Holleville D., Dimarcq N., Clairon A. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 193002 (2005).
9. Тайченачев А.В., Юдин В.И., Величанский В.Л., Зибров С.А. *Письма в ЖЭТФ*, **82** (7), 449 (2005) [*JETP Lett.*, **82** (7), 398 (2005)].
10. Zibrov S., Novikova I., Phillips D., Walsworth R., Zibrov A., Velichansky V., et al. *Phys. Rev. A*, **81**, 013833 (2010).
11. Sun X.L., Zhang J.W., Cheng P.F., Zhao C.Xu, L., Wang L.J. *Opt. Express*, **24** (5), 4532 (2016).