

Табатчикова Кристина Сергеевна

**Исследование полевых сдвигов резонансов Рамси в ансамбле лазерно охлажденных атомов**

Специальность 01.04.05 – оптика

**Автореферат**

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Новосибирск – 2014

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном образовательном учреждении высшего профессионального образования «Новосибирском государственном техническом университете» (НГТУ) и в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук (ИЛФ СО РАН)

Научный руководитель: доктор физико-математических наук  
Тайченачев Алексей Владимирович

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук  
Аракелян Сергей Мартиросович  
кандидат физико-математических наук  
Третьяков Денис Борисович

Ведущая организация: Институт автоматики и электрометрии Сибирского  
отделения Российской академии наук

Защита состоится «25» апреля 2014 года в 15 час. на заседании диссертационного совета Д 003.024.01 при Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте лазерной физики СО РАН, 630090, Новосибирск, проспект Академика Лаврентьева, 13/3.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института лазерной физики СО РАН

Автореферат разослан «  » \_\_\_\_\_ 2014г.

Ученый секретарь диссертационного совета  
кандидат физико-математических наук

Никулин Н. Г.

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### Актуальность темы

На сегодняшний день методы точных измерений времени и частоты имеют большое значение для мировой науки и техники. В качестве частных примеров можно привести глобальные коммуникационные сети и точные системы спутниковой навигации, необходимым условием слаженной работы которых является наличие стабильных источников точно известной частоты. Область науки, посвященная стандартам частоты, оказывается тесно связана с прогрессом в этих и многих других областях, открывая возможности использования высокоточных часов для обобщения результатов измерений, полученных в различных местах в различное время, в общую систему. Экспериментальный прорыв в оптической спектроскопии на основе возможности применения обобщенного метода Рамси, открыл широкие перспективы для создания оптических часов с недостижимой до сих пор стабильностью и точностью. Ожидаемое на один-два порядка улучшение этих параметров, помимо очевидных практических выгод, перечисленных выше, даст возможность постановки совершенно новых фундаментальных экспериментов по проверке общей теории относительности и возможности проверки теории дрейфа фундаментальных физических констант. Прогресс в областях, связанных с разработкой стандартов частоты, открывает возможности более глубокого понимания многих физических явлений и дает новые сведения для анализа.

Стандарты частоты на ансамбле нейтральных атомов, захваченных в оптическую решетку и стандарты частоты на одиночных ионах в радиочастотной ловушке весьма перспективны, так как позволяют исключить влияние эффекта Доплера и эффекта отдачи. Необходимым условием достижения предельно узкой ширины резонанса является малая естественная ширина линии перехода, поэтому для достижения предельно узкой ширины резонанса в современных стандартах частоты чаще всего используются сильнозапрещенные переходы. В связи с этим наибольшим частотным сдвигом является полевой сдвиг, так как высокая интенсивность пробного поля, необходимая для возбуждения сильно запрещенного перехода, неизбежно приводит к сдвигу уровней из-за динамического эффекта Штарка [1]. Учесть влияние полевого сдвига можно, вычисляя поправку к измеряемой частоте резонанса [2], однако введение такой поправки, как показывает практика, весьма затруднительно, например, из-за невысокой точности определения интенсивности поля [3-6].

Метод Рамси с разнесенными во времени осциллирующими полями имеет большое значение в развитии прецизионной спектроскопии, а также атомных часов и является важным инструментом в квантовой обработке информации. Данный метод позволяет существенно снизить уширение спектральной линии, обусловленное конечным временем взаимодействия. В работе [7] был предложен новый вариант метода рамсеевской спектроскопии, позволяющий подавлять сдвиг вершины центрального резонанса Рамси из-за полевого сдвига уровней атома во время действия импульсов пробного поля. На эффективность подавления полевого сдвига также оказывает влияние флуктуаций частоты Раби. В условиях реального эксперимента, трудно контролировать частоту Раби с точностью лучше, чем 1-10%. Влияние флуктуаций частоты Раби значительно меньше если второй импульс является композитным, то есть, если в течение второго импульса фаза возбуждающей

электромагнитной волны скачком меняется на противоположную. Однако в данной работе рассматривался идеализированный случай: при выборе оптимальных длительностей импульсов, обеспечивающих эффективное подавление полевого сдвига и максимальную амплитуду резонанса, считалось, что лазерное излучение абсолютно монохроматично, а спонтанная релаксация уровней отсутствует.

В реальных экспериментальных условиях, когда присутствует спонтанная релаксация уровней и излучение лазера не является строго монохроматичным необходимо проверить сохраняется ли эффект подавления полевого сдвига. Кроме того необходимо уточнить оптимальные условия возбуждения. В противном случае может быть не достигнута максимальная эффективность подавления полевого сдвига и максимальная амплитуда резонанса.

Несмотря на принципиальные ограничения по точности измерений, характерные для стандартов частоты на охлажденных атомах, захваченных в магнитооптическую ловушку, (главным образом из-за сдвига, обусловленного силой тяжести) данные стандарты находят практическое применение. Главное достоинство данной схемы заключается в том, что она сочетает достаточно высокую точность измерений с относительно низкой стоимостью по сравнению со схемами на ансамбле нейтральных атомов в оптической решетке или одиночных ионах захваченных в радиочастотную ловушку [8]. В работе [9] был выполнен анализ взаимодействия охлажденных двухуровневых атомов с нижним основным состоянием с последовательностью двух пар встречных импульсов света с точностью до членов четвертого порядка по полю. Чтобы определить, как влияют полевые эффекты на положение, амплитуду и ширину резонанса необходимо проанализировать данную схему с точностью до членов шестого порядка по полю.

### **Цель и задачи диссертационной работы**

Целью настоящей диссертационной работы является теоретическое исследование полевых сдвигов резонансов Рамси в прецизионной спектроскопии ультрахолодных атомов и ионов.

В соответствии с поставленной целью исследования решались следующие задачи:

1. Исследовать взаимодействие двухуровневых охлажденных атомов с двумя парами встречных импульсов с точностью до членов шестого порядка по полю.
2. На основе полученной теории исследовать влияние полевых эффектов на положение и ширину резонанса.
3. Выполнить теоретический анализ схемы Рамси с разнесенными во времени импульсами разной длительности, а также схемы Рамси с композитным импульсом с учетом спонтанной релаксации уровней и конечной ширины спектральной линии лазерного излучения.
4. На основе полученной теории определить оптимальные условия возбуждения, обеспечивающие подавление полевого сдвига центрального резонанса.
5. Исследовать степень влияние конечной ширины спектральной линии лазерного излучения, спонтанной релаксации уровней атомов, а также флуктуаций частоты Раби на эффективность подавления полевого сдвига.

### **Научная новизна**

1. Населенности уровней двухуровневых охлажденных атомов взаимодействующих с двумя парами встречных импульсов впервые вычислены с точностью до членов шестого порядка по полю. В рамках данного приближения рассмотрена схема эксперимента, исключая сдвиг резонанса из-за эффекта отдачи, основанная на выборе временной задержки между парами импульсов.
2. Впервые выполнен теоретический анализ схемы Рамси с двумя импульсами разной длительности, а также схемы Рамси с композитным импульсом с учетом спонтанной релаксации уровней и конечной ширины спектральной линии лазерного излучения. В рамках данного подхода вычислены оптимальные длительности импульсов, обеспечивающие эффективное подавление полевого сдвига центрального резонанса.
3. Впервые выполнено теоретическое исследование степени влияния флуктуаций частоты Раби на эффективность подавления полевого сдвига центрального резонанса Рамси с учетом спонтанной релаксации уровней и конечной ширины спектральной линии лазерного излучения.
4. Впервые выполнен теоретический анализ зависимости подавления полевого сдвига центрального резонанса Рамси от ширины спектральной линии лазерного излучения.

### **Практическая ценность**

Теоретические результаты, полученные в данной работе, позволяют вычислять длительности импульсов, обеспечивающие максимальную амплитуду резонанса и наиболее эффективное подавление полевого сдвига в схеме Рамси с композитным импульсом. Кроме того полученные результаты позволяют определять максимально достижимую эффективность подавления полевого сдвига резонанса по ширине спектральной линии лазера. Таким образом, теоретические результаты, полученные в данной работе, могут быть использованы для конструирования и оптимизации стандартов частоты на охлажденных и захваченных атомах и ионах.

### **Защищаемые положения**

1. При взаимодействии охлажденных двухуровневых атомов с двумя парами встречных импульсов электромагнитного излучения вид зависимости населенности уровней от отстройки частоты в четвертом и шестом порядке по полю идентичен. Увеличение амплитуды возбуждающего излучения приводит лишь к эффекту насыщения, то есть изменению амплитуды резонанса Рамси.
2. При взаимодействии охлажденных и локализованных атомов или ионов с электромагнитным излучением по схеме Рамси с двумя разнесенными во времени импульсами разной длительности, типичные флуктуации частоты Раби приводят к резкому снижению эффективности подавления полевого сдвига, обеспечиваемого выбором длительностей импульсов. Схема Рамси с композитным импульсом позволяет исключить влияние флуктуаций частоты Раби.

3. При вычислении длительностей импульсов, обеспечивающих максимальную амплитуду и эффективное подавление полевого сдвига центрального резонанса Рамси необходимо учитывать спонтанную релаксацию атомных уровней и конечную ширину спектральной линии лазерного излучения. В ином случае эффективность подавления полевого сдвига оказывается существенно ниже.
4. Увеличение ширины спектральной линии лазерного излучения и скорости спонтанной релаксации уровней приводит к сужению области подавления полевого сдвига. При построении современных оптических стандартов частоты чаще всего используют сильнозапрещенные переходы, поэтому эффективность подавления полевого сдвига в основном определяется шириной спектральной линии лазерного излучения.

### **Апробация работы**

Результаты работы докладывались и обсуждались на следующих научных конференциях:

- 6-th International Symposium on Modern Problem of Laser Physics (MPLP), 25-31 августа 2013, Новосибирск, Россия;
- International Conference on Coherent and Nonlinear Optics (ICONO), 18-22 июня 2013, Москва, Россия;
- 51-я Международная Научная Студенческая Конференция (МНСК), 12-18 апреля 2013, Новосибирск, Россия;
- 50-я Международная Научная Студенческая Конференция (МНСК), 13-19 апреля 2012, Новосибирск, Россия;
- Фотоника и Оптические Технологии, 26-28 марта 2012, Новосибирск, Россия

### **Публикации**

Основные результаты диссертации опубликованы в 9 работах, из них 3 работы в рецензируемых журналах, рекомендованных ВАК. Список работ приведен в конце автореферата (1-9).

### **Структура и объем диссертации**

Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения. Работа изложена на 102 страницах, включает 35 рисунков, список цитируемой литературы из 73 наименований и 2 приложения.

### **Личный вклад автора**

Диссертационная работа представляют собой обобщение научных исследований автора, выполненных совместно с сотрудниками НГТУ, НГУ, а также специалистами ИЛФ СО РАН. Все теоретические результаты, описанные в диссертационной работе, получены автором лично, либо при непосредственном участии. Данные экспериментов предоставлены исследователями из РТВ (Германия) при совместном участии специалистов ИЛФ СО РАН.

## СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении обоснована актуальность темы диссертационной работы, сформулированы ее цели и обозначен круг задач, показана научная новизна и практическая ценность полученных результатов, приведены положения, выносимые на защиту.

В первой главе диссертации проведен обзор литературных данных по теме работы и представлено современное состояние проблемы исследований. В данной главе рассматриваются основные принципы построения наиболее значимых стандартов частоты. Описаны схемы, позволяющие реализовывать резонансы Рамси в оптическом диапазоне. Дан краткий обзор микроволновых стандартов частоты, включающий цезиевые атомные часы фонтанного типа. Рассматриваются оптические стандарты частоты на охлажденных атомах, захваченных в магнитооптическую ловушку, стандарты на одиночных ионах в радиочастотной ловушке, а также на ансамбле нейтральных атомов в оптической решетке. Выполнен сравнительный анализ современных стандартов частоты. Обсуждаются некоторые практические приложения точных измерений времени и частоты.

Во второй главе решается задача о взаимодействии двухуровневой системы с нижним основным состоянием с последовательностью двух пар встречных импульсов света. Населенность верхнего (нижнего) уровня вычисляется с точностью до шестого порядка по полю. Резонанс Рамси возникает в четвертом порядке по полю, см. также [9, 10]. Шестой порядок по полю позволяет определить, как влияют полевые эффекты на положение, амплитуду и ширину резонанса.

Эксперименты и результаты по созданию оптического стандарта частоты на захваченных в магнитооптическую ловушку холодных атомах кальция (переход  ${}^3P_1 \rightarrow {}^1S_0$ ), основанные на схеме Рамси описаны в ряде работ, в том числе [8, 11]. Магнитооптическая ловушка (МОЛ) заполняется атомами кальция из низкоскоростного крыла распределения Максвелла-Больцмана. Облако атомов с высокой плотностью и большим количеством частиц ( $\rho > 10^{10}$  атомов/см<sup>3</sup> при  $N > 10^7$  атомов) охлаждается до нескольких милikelвин и удерживается в МОЛ. В момент измерения поля (лазерные и магнитные), удерживающие атомы, отключаются, чтобы исключить возмущение уровней атомов кальция, то есть газ кальция можно рассматривать как идеальный с максвелловским распределением по скоростям. Далее, газ свободнопадающих атомов освещается последовательностью из двух пар импульсов бегущих волн электромагнитного поля ( $\lambda = 657$  нм), направленных на встречу друг к другу. Двухуровневая система атомов кальция взаимодействует со световыми импульсами с фиксированной отстройкой частоты света  $\delta$  относительно резонансной частоты перехода  $\omega_0$ . В результате изменяется населенность уровней, и это изменение измеряется в эксперименте. Затем цикл повторяется для другой отстройки частоты и, таким образом, прописываются зависимости насыщенных населенностей уровней кальция от отстройки. Поскольку данный проект [8, 11] предусматривает создание стандартов частоты с предельными значениями точности и воспроизводимости частоты, он требует тщательного теоретического анализа.

Для решения поставленной задачи в настоящей работе были использованы квантовые кинетические уравнения для элементов матрицы плотности в импульсном представлении [12].

$$\begin{aligned}
\dot{\rho}_{pp'}(t) + (\gamma + iE_{pp'}) \cdot \rho_{pp'}(t) &= G_+(t) \cdot [\varphi_{pp'-k}(t) + \tilde{\varphi}_{p-kp'}(t)] + G_-(t) \cdot [\varphi_{pp'+k}(t) + \tilde{\varphi}_{p+kp'}(t)] \\
\dot{\tilde{\rho}}_{pp'}(t) + iE_{pp'} \cdot \tilde{\rho}_{pp'}(t) &= -G_+(t) \cdot [\varphi_{p+kp'}(t) + \tilde{\varphi}_{pp'+k}(t)] - G_-(t) \cdot [\varphi_{p-kp'}(t) + \tilde{\varphi}_{pp'-k}(t)] + \\
&\quad + \frac{\gamma}{2\hbar k} \int_{-hk}^{hk} \rho_{p+\tilde{\varphi}'+\xi}(t) d\xi \\
\dot{\varphi}_{pp'}(t) + \left( \frac{\gamma}{2} - i\delta + iE_{pp'} \right) \cdot \varphi_{pp'}(t) &= G_+(t) \cdot [\tilde{\rho}_{p-kp'}(t) - \rho_{pp'+k}(t)] + G_-(t) \cdot [\tilde{\rho}_{p+kp'}(t) - \rho_{pp'-k}(t)] \\
\dot{\tilde{\varphi}}_{pp'}(t) + \left( \frac{\gamma}{2} + i\delta + iE_{pp'} \right) \cdot \tilde{\varphi}_{pp'}(t) &= G_+(t) \cdot [\tilde{\rho}_{pp'-k}(t) - \rho_{p+kp'}(t)] + G_-(t) \cdot [\tilde{\rho}_{pp'-k}(t) - \rho_{p-kp'}(t)] \quad (1)
\end{aligned}$$

где  $\gamma$  – константа спонтанной релаксации уровня 2,  $\delta = \omega - \omega_0$  – отстройка частоты поля  $\omega$  относительно частоты резонансного перехода  $\omega_0$ ,  $E_{pp'} = \frac{p^2 - p'^2}{2M\hbar}$ ,  $M$  – масса атома,  $G_{\pm}(t) = \frac{dE_{\pm}(t)}{\hbar}$ ,  $d$  – матричный элемент дипольного момента перехода 2–1,  $E_{\pm}(t)$  – амплитуды встречных волн.

Мы полагали, что поперечный размер импульсов света сравним с размером ловушки, поэтому эффекты неоднородности газа не учитывались. Так же считалось, что доплеровская ширина  $kv_0$  много больше всех однородных ширин, возникающих в задаче, поэтому усреднение по скоростям проводилось в, так называемом, доплеровском приделе, то есть когда зависимость распределения по скоростям считается постоянной там, где это возможно.

Система квантовых кинетических уравнений решалась последовательными итерациями по полю, которые нам дали выражения для элементов матрицы плотности в шестом порядке по полю, с учетом только значимых для нас членов, содержащих резонанс (зависящие от отстройки  $\delta$ ). Из-за закона сохранения импульса, для элементов матрицы плотности в шестом порядке имеет место лишь пара комбинаций по полю.

В работе [8, 11] для того чтобы получить оптические резонансы Рамси использовалась схема Борде (см. Рис. 1).

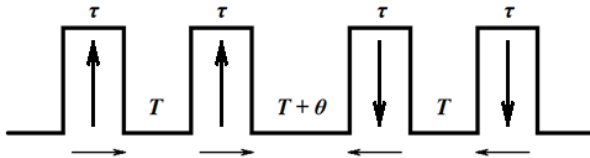


Рис.1. Схема Борде, для которой  $\tau$  – длительность импульса,  $T$  – расстояние между импульсами,  $\theta$  – временная задержка прихода второй пары импульсов.



Данная схема следования импульсов накладывает сильные ограничения на число результирующих членов в формуле для населенности верхнего уровня. В результате член шестого порядка по полю в разложении населенности верхнего уровня в ряд Тейлора имеет вид:

$$\langle \rho_{pp}^{(6)}(t) \rangle = -\frac{32n_0\sqrt{\pi}}{kv_0} (G\tau)^6 e^{-\gamma(t-T)} \left[ \cos 2\delta T \cos 2\varepsilon T (e^{\gamma(T+\theta)} + 1) + \sin 2\delta T \sin 2\varepsilon T (e^{\gamma(T+\theta)} - 1) - \cos 2\delta T \sin 2\varepsilon T \frac{1}{2\varepsilon T} (e^{\gamma(T+\theta)} - 1) \right] \quad (2)$$

где  $n_0$  – число атомов в ловушке, где  $\varepsilon = \frac{\hbar k^2}{2M}$ ,  $\hbar\varepsilon$  – энергия отдачи.

Учитывая предыдущие члены разложения, представленные в работе [9], полный ответ для элемента матрицы плотности с точностью до шестого порядка по полю имеет следующий вид:

$$\langle \rho_{pp}(t) \rangle = -\frac{2n_0\sqrt{\pi}}{kv_0} (G\tau)^4 e^{-\gamma(t-T)} \left[ \cos 2\delta T \left[ \cos 2\varepsilon T (e^{\gamma(T+\theta)} + 1) - \frac{\sin 2\varepsilon T}{2\varepsilon T} (e^{\gamma(T+\theta)} - 1) \right] + \sin 2\delta T \sin 2\varepsilon T (e^{\gamma(T+\theta)} - 1) \right] \cdot [1 - (4G\tau)^2] \quad (3)$$

Члены в формуле для населенности верхнего уровня (3) пропорциональные  $\sin 2\delta T$  приводят к сдвигам в измеряемой частоте. Этот сдвиг большой и сравним с шириной резонанса  $\sim \frac{1}{T}$ . Чтобы избавиться от него, было предложено следующее. В схеме следования импульсов (см. Рис. 1)  $\theta$  является свободным параметром, и никаких ограничений на него при проведенных вычислениях не накладывалось. Если выбрать  $\theta = -T$ , то  $e^{\gamma(T+\theta)} = e^{\gamma(T-T)} = 1$  и сдвиговой член из-за эффекта отдачи в формуле (3) обращается в нуль.

В этом случае атомы вначале взаимодействуют с импульсом бегущей волны, затем при  $t = T$  с импульсом стоячей волны и, далее, при  $t = 2T$  вновь с импульсом бегущей волны в другом направлении. В этом случае имеем вероятность нахождения атома в возбужденном состоянии  $|e\rangle$  (в импульсном представлении) с точностью до шестого порядка по полю ( $kv_0 \ll 1$ ):

$$\rho_{22}(t) = -\frac{4n_0\sqrt{\pi}}{kv_0} (G\tau)^4 e^{-\gamma[t-T]} \cos 2\delta T \cos 2\varepsilon T [1 - (4G\tau)^2] \quad (4)$$

то есть, в высших порядках по полю сдвиг резонанса из-за эффекта отдачи полностью исключается.

Из полученных результатов видно что, вид зависимости слагаемого шестого порядка по полю от отстройки частоты возбуждающего поля совпадает с видом аналогичной зависимости слагаемого четвертого порядка по полю. Следовательно, увеличение амплитуды возбуждающего излучения приводит лишь к эффекту насыщения, то есть изменению амплитуды резонанса Рамси, форма резонанса при этом сохраняется.

Третья глава посвящена теоретическому анализу обобщенной схемы Рамси с разнесенными во времени импульсами разной длительности, а также схемы Рамси с композитным импульсом с учетом спонтанной релаксации уровней атома  $\gamma$  и конечной ширины спектральной линии лазерного излучения  $\gamma_d$ . Схема следования импульсов показана на Рис. 2. Необходимо определить оптимальные длительности импульсов, обеспечивающие эффективное подавление сдвига вершины центрального резонанса из-за полевого сдвига уровней атома во время действия пробного поля.

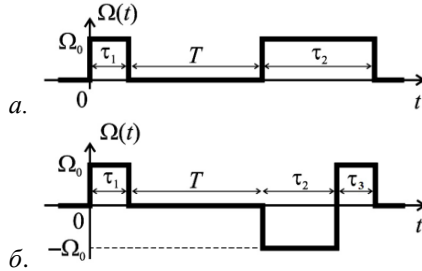


Рис. 2. Рамсеевские импульсы с длительностью темного периода  $T$ .

а) последовательность импульсов с длительностями  $\tau_1$  и  $\tau_2$ ;

б) последовательность импульсов с фазовым скачком во втором импульсе.

В работе [7] для идеализированного случая, когда лазерное излучение абсолютно монохроматично, а спонтанная релаксация уровней отсутствует, было установлено, что для стандартной рамсеевской спектроскопии (когда  $\Omega_0\tau_1 = \Omega_0\tau_2 = \pi/2$ , где  $\Omega_0$  – частота Раби) доминирующая зависимость сдвига вершины центрального резонанса Рамси  $\overline{\delta\omega_0}$  от сдвига резонансной частоты перехода обусловленного полевым сдвигом  $\Delta$  – линейна. Следовательно, сдвиг резонансной частоты перехода во время действия импульсов будет приводить к заметному сдвигу вершины центрального резонанса. Однако при определенном соотношении длительностей импульсов эта зависимость становится кубической, что очевидно приводит к подавлению сдвига спектроскопического сигнала.

В данной работе рассматривается следующая задача. В узлах оптической решетки на магической длине волны локализованы двухуровневые охлажденные атомы с нижним основным состоянием  $|g\rangle$  и верхним состоянием  $|e\rangle$ . Атомы локализованы в областях размеры, которых много меньше длины волны возбуждающего излучения, поэтому эффектом Доплера и эффектом отдачи можно пренебречь. Предполагается, что в начальный момент времени заселен только нижний уровень. Возбуждение атомов осуществляется по схеме Рамси, см. Рис. 2.

Населенность верхнего уровня вычисляется путем решения системы квантовых кинетических уравнений в координатном представлении. Квантовые кинетические уравнения решаются последовательно для каждого промежутка времени. Населенности уровней в конце первого импульса являются начальными условиями для квантовых кинетических уравнений, описывающих поведение системы во время темного периода

и т.д. Населенность верхнего уровня в конце последнего импульса раскладывается по степеням отстройки частоты пробного поля от частоты невозмущенного перехода в ряд Тейлора. Сдвиг частоты центрального резонанса пропорционален коэффициенту при первой степени данного разложения. Данный коэффициент в свою очередь раскладывается по нечетным степеням изменения частоты перехода обусловленного полевым сдвигом. В данном разложении присутствуют только нечетные степени, поскольку одновременная смена знаков перед изменением частоты, обусловленным полевым сдвигом и частотой отстройки пробного поля от частоты невозмущенного перехода не должна менять населенность уровней. Когда коэффициент последнего разложения, стоящий при первой степени обращается в ноль  $a_1^{(1)} = 0$ , доминирующая зависимость сдвига частоты центрального резонанса от сдвига частоты перехода становится кубической, что и обеспечивает подавление полевого сдвига.

В современных оптических стандартах частоты, как правило, используют сильно запрещенные переходы, поэтому в первой части главы было найдено аналитическое выражение для данного коэффициента разложения для случая, когда ширина спектральной линии лазерного излучения конечна, а спонтанная релаксация уровней отсутствует. Поскольку в рассматриваемой схеме длительности обоих импульсов на порядок меньше длительности темного периода, при решении квантовых кинетических уравнений для периодов, когда действует импульс, ограничились линейным приближением по  $\gamma_d$ .

Далее было показано, что схема Рамси с импульсами разной длительности (Рис. 2а) чувствительна к флуктуациям частоты Раби и при типичных экспериментальных флуктуациях порядка нескольких процентов эффективность подавления полевого сдвига резко снижается. В схеме Рамси с композитным импульсом (Рис. 2б), подобные флуктуации частоты Раби не приводят к ощутимому снижению эффективности подавления полевого сдвига.

Одной из технических характеристик лазера, определяющих его качество и, соответственного, его стоимость, является ширина спектральной линии лазерного излучения. Было установлено, что увеличение ширины спектральной линии лазерного излучения, приводит к сужению области, в пределах которой осуществляется подавление полевого сдвига. Таким образом, чтобы добиться максимального эффекта подавления, необходимо использовать лазеры с наиболее узкой спектральной линией, см. Рис. 3.

Одной из главных целей последнего десятилетия в развитие спектроскопии сверхвысокого разрешения и фундаментальной лазерной метрологии является создание первичных оптических стандартов частоты с предельными значениями точности и воспроизводимости частоты. В связи с этим вторая часть главы посвящена анализу схемы, изображенной на Рис. 2б, с учетом одновременно спонтанной релаксации энергетических уровней атома  $\gamma$  и конечной ширины спектральной линии лазерного излучения  $\gamma_d$ .

Теоретический анализ показал, что при вычислении оптимальных параметров возбуждения необходимо учитывать ширину спектральной линии лазерного излучения и спонтанную релаксацию уровней. В противном случае эффективность подавления полевого сдвига снижается.

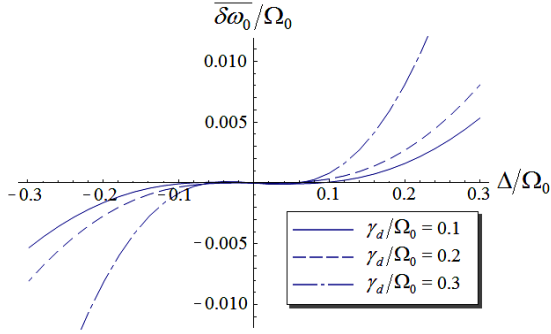


Рис. 3. Зависимость частотного сдвига центрального резонанса от сдвига резонансной частоты атома.

Для случая, когда  $\tau_1 = \tau_3 = \tau$ , была построена зависимость коэффициента  $a_1^{(1)}$  от длительностей импульсов для характерных экспериментальных значения остальных параметров:  $\gamma_d/\Omega_0 = \gamma/\Omega_0 = 0.01$ ,  $\Omega_0 T = 20$ , см. Рис. 4а. Координаты точки, принадлежащие кривой  $a_1^{(1)}(\Omega_0 \tau, \Omega_0 \tau_2) = 0$ , обеспечивающие подавление полевого сдвига частоты резонанса, составляют (1.64; 3.25; 1.64), см. Рис. 4б. Для них построена центральная часть резонанса Рамси, (Рис. 5). Как видно на графике амплитуда резонанса достигает 0.8.

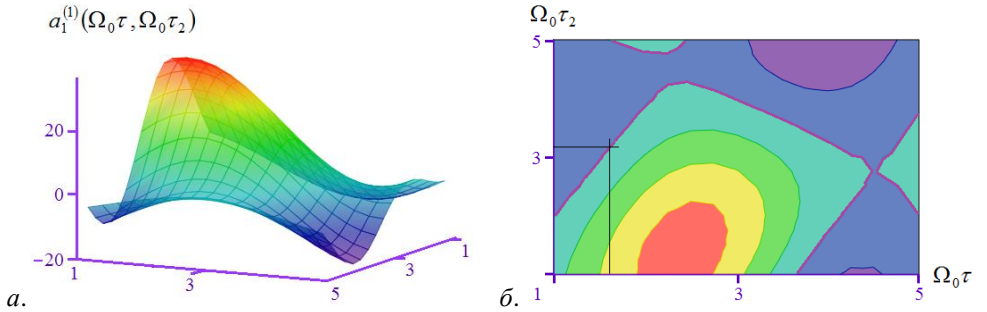


Рис. 4. а) Зависимость коэффициента  $a_1^{(1)}$  от длительностей импульсов для типичных экспериментальных условий; б) горизонтальное многоуровневое двумерное изображение зависимости  $a_1^{(1)}(\Omega_0 \tau, \Omega_0 \tau_2)$ .

Зависимость сдвига частоты сигнала от сдвига частоты перехода представлена на Рис. 6 (непрерывная линия). Как и ожидалось, она имеет вид близкий к кубической параболе.

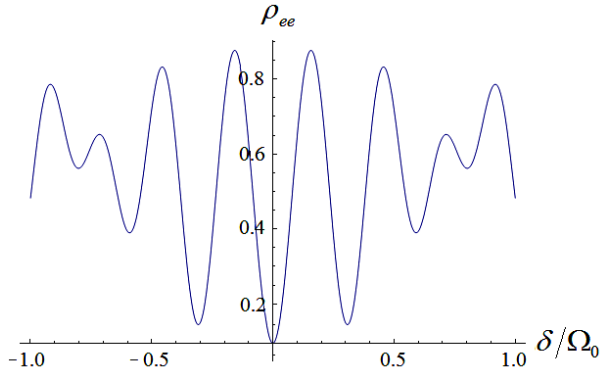


Рис. 5. Центральная часть сигнала рамеевской спектроскопии для выбранных длительностей импульсов для схемы с композитным импульсом  $\gamma/\Omega_0 = \gamma_d/\Omega_0 = 0.01$ ,  $\tau_1\Omega_0 = \tau_3\Omega_0 = 1.64$ ,  $\tau_2\Omega_0 = 3.25$ ,  $\Omega_0 T = 20$

Также на Рис. 6 для точки, обеспечивающей оптимальные условия возбуждения, представлены зависимости сдвига вершины центрального резонанса от сдвига резонансной частоты атома для различных значений частоты Раби. Из данного рисунка видно, что типичные флуктуации частоты Раби в пределах 10% не снижают эффективность подавления полевого сдвига.

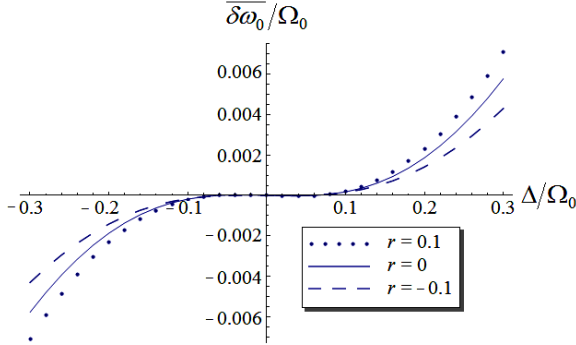


Рис. 6. Зависимость частотного сдвига центрального резонанса от сдвига резонансной частоты атома для различных значений параметра  $r = (\Omega_{obs} - \Omega_0)/\Omega_0$  с аналогичными значениями остальных параметров ( $\Omega_{obs}$  – наблюдаемая частота Раби).

Теоретические результаты, представленные в третьей главе, подтверждаются экспериментальными данными, полученными в РТВ (Германия) при совместном участии сотрудников ИЛФ СО РАН (Россия) [13].

В заключении сформулированы основные результаты работы.

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

1. С точностью до членов шестого порядка по полю получено аналитическое выражение для населенности верхнего уровня охлажденного газа двухуровневых атомов, взаимодействующих с двумя парами встречных импульсов. Вид зависимости слагаемого шестого порядка по полю от отстройки частоты возбуждающего поля совпадает с видом аналогичной зависимости слагаемого четвертого порядка по полю. При увеличении амплитуды возбуждающего излучения форма резонанса сохраняется.
2. С помощью полученного аналитического выражения рассмотрена схема эксперимента, исключающая сдвиг резонанса из-за эффекта отдачи, основанная на выборе временной задержки между парами импульсов. Полевые эффекты не приводят к снижению подавления сдвига резонанса обусловленного эффектом отдачи.
3. Населенность верхнего уровня ансамбля охлажденных и локализованных двухуровневых атомов взаимодействующих с двумя импульсами электромагнитного излучения в конце второго импульса может быть представлена в виде разложения в ряд Тейлора по степеням отстройки частоты пробного поля от частоты невозмущенного перехода. Коэффициент при первой степени данного разложения, в свою очередь, может быть разложен по нечетным степеням изменения частоты перехода обусловленного полевым сдвигом. Для коэффициента при первой степени данного разложения, позволяющего вычислить полевой сдвиг частоты центрального резонанса, было найдено аналитическое выражение.
4. Для схемы Рамси с импульсами разной длительности и схемы Рамси с композитным импульсом с учетом конечной ширины лазерного излучения и спонтанной релаксации уровней вычислены длительности импульсов обеспечивающие наиболее эффективное подавление полевого сдвига и максимальную амплитуду резонанса.
5. Показано, что при вычислении оптимальных длительностей необходимо учитывать указанные факторы. В противном случае эффективность подавления полевого сдвига может быть существенно ниже.
6. Для схемы Рамси с двумя импульсами разной длительности и схемы Рамси с композитным импульсом, с учетом спонтанной релаксации уровней и конечной ширины спектральной линии лазерного излучения, теоретически исследовано влияние флуктуаций частоты Раби на эффективность подавления полевого сдвига. В схеме Рамси с двумя импульсами разной длительности типичные экспериментальные флуктуации частоты Раби приводят к резкому снижению эффективности подавления полевого сдвига. Схема Рамси с композитным импульсом устойчива к флуктуациям частоты Раби.
7. Исследовано влияние ширины спектральной линии лазерного излучения на эффективность подавления полевого сдвига. Установлено, что увеличение ширины спектральной линии лазерного излучения приводит к сужению области подавления полевого сдвига.

## СПИСОК ОСНОВНЫХ ПУБЛИКАЦИЙ

1. Табатчикова К.С., Тайченачев А.В., Юдин В.И. Подавление полевого сдвига резонансов Рамси на сильно запрещенных переходах атомов и ионов // Материалы молодежной конкурс-конференции «Фотоника и оптические технологии», 26-28 марта, 2012, Новосибирск, Россия, Сб. тез., С. 48.
2. Табатчикова К.С. Повышение эффективности подавления полевого сдвига резонансов Рамси на сильно запрещенных переходах // Материалы 50-й юбилейной международной научной студенческой конференции «Студент и научно-технический прогресс»: Квантовая физика (МНСК), 13-19 апреля, 2012, Новосибирск, Россия, Сб. тез., С. 23.
3. Табатчикова К.С., Тайченачев А.В., Юдин В.И. Подавление полевого сдвига резонансов Рамси на сильно запрещенных переходах атомов и ионов // Вестник НГУ. – 2012. – Т. 7, №3. С. 6-14.
4. Табатчикова К.С., Титов Е.А. Полевые эффекты для оптического резонанса в разнесенных во времени полях // Доклады АН ВШ РФ. – 2012. – Т. 19, №2. С. 123-127.
5. Табатчикова К.С., Тайченачев А.В., Юдин В.И. Обобщенный метод Рамси в прецизионной спектроскопии ультрахолодных атомов и ионов: учет конечной ширины линии лазера и спонтанной релаксации уровней // Письма в ЖЭТФ. – 2013. – Т. 97, №6. С. 354-359.
6. Табатчикова К.С. Обобщенный метод Рамси в прецизионной спектроскопии ультрахолодных атомов и ионов // Материалы 51-й международной научной студенческой конференции «Студент и научно-технический прогресс»: Квантовая физика (МНСК), 12-18 апреля, 2013, Новосибирск, Россия, Сб. тез., С. 36.
7. Tabatchikova K.S., Taichenachev A.V., Yudin V.I. Generalized Ramsey method in precision spectroscopy of ultracold atoms and ions // International conference on coherent and nonlinear optics (ICONO), June 18-22, 2013, Moscow, Russia, ITuL5.
8. Brazhnikov D.V., Bonert A.E., Goncharov A.N., Shilov A.M., Tabatchikova K.S., Taichenachev A.V., Tumaikin A.M., Yudin V.I. Semiclassical study of sub-Doppler laser cooling of magnesium atoms using  $3^3P_2 \rightarrow 3^3D_3$  dipole transition // International conference on coherent and nonlinear optics (ICONO), June 18-22, 2013, Moscow, Russia, IWR6.
9. Tabatchikova K.S., Taichenachev A.V., Yudin V.I. Generalized Ramsey spectroscopy of ultracold atoms and ions: effect of spontaneous relaxation and finite width of laser line // International symposium on modern problem of laser physics (MPLP), August 25-31, 2013, Novosibirsk, Russia, P. 184.

## ЦИТИРУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Huntemann N., Okhapkin M., Lipphardt B., Weyers S., Tamm Chr., Peik E. High-accuracy optical clock based on the octupole transition in  $^{171}\text{Yb}^+$  // Phys. Rev. Lett. – 2012. – V. 108. – 090801 (4 pages).

2. Häffner H., Gulde S., Riebe M., Lancaster G., Becher C., Eschner J., Schmidt-Kaler F., Blatt R. Precision measurement and compensation of optical Stark shifts for an ion-trap quantum processor // *Phys. Rev. Lett.* – 2003. – V. 90. – 143602 (4 pages).
3. Parthey C. G., Matveev A., Alnis J., Bernhardt B., Beyer A., Holzwarth R., Maistrou A., Pohl R., Predehl K., Udem T., Wilken T., Kolachevsky N., Abgrall M., Rovera D., Salomon C., Laurent P., Hänsch T.W. Improved measurement of the Hydrogen  $^1S \rightarrow ^2S$  transition frequency // *Phys. Rev. Lett.* – 2011. – V. 107. – 203001 (4 pages).
4. King S. A., Godun R. M., Webster S. A., Margolis H. S., Johnson L. A. M., Szymaniec K., Baird P. E. G., Gill P. Absolute frequency measurement of the  $^2S_{1/2} \rightarrow ^2F_{7/2}$  electric octupole transition in a single ion of  $^{171}\text{Yb}^+$  with  $10^{-15}$  fractional uncertainty // *New J. Phys.* – 2012. – V. 14. – 013045 (4 pages).
5. Taichenachev A.V., Yudin V. I., Oates C.W., Hoyt C.W., Barber Z.W., Hollberg L. Magnetic field-induced spectroscopy of forbidden optical transitions with application to lattice-based optical atomic clocks // *Phys. Rev. Lett.* – 2006. – V. 96. – 083001 (4 pages).
6. Akatsuka T., Takamoto M., Katori H. Three-dimensional optical lattice clock with bosonic  $^{88}\text{Sr}$  atoms // *Phys. Rev. A.* – 2010. – V. 81. – 023402 (4 pages).
7. Yudin V. I., Taichenachev A.V., Oates C.W., Barber Z.W., Lemke N. D., Ludlow A. D., Sterr U., Lisdat C., Riehle F. Hyper-Ramsey spectroscopy of optical clock transitions // *Phys. Rev. A.* – 2010. – V. 82. – 011804 (4 pages).
8. Oates C.W. Wilpers G., Hollberg L. Observation of large atomic-recoil-induced asymmetries in cold atom spectroscopy // *Phys. Rev. A.* – 2005. – V. 71. – P. 023404 (6 pages).
9. Titov E.A. Shifts of resonances in the presence of time-separated fields // *Laser Phys.* – 2008. – V. 18. – P. 112–115.
10. Титов Е.А. Влияние пролетных эффектов на оптические резонансы в разнесенных во времени полях // *Оптика и спектр.* – 2010. – Т. 108. – С. 565–568
11. Oates C.W., Bondu F., Fox R.W., Hollberg L. A diode-laser optical frequency standard based on laser-cooled Ca atoms: sub-kilohertz spectroscopy by optical shelving detection // *Eur. Phys. J. D.* – V. 7. – P. 449–460
12. Никулин В.А., Титов Е.А. Когерентные резонансы насыщенного поглощения в высших порядках по полю // *Оптика и спектр.* – 1991. – Т. 71, № 3. – С. 398–402
13. Huntemann N., Lipphardt B., Okhapkin M., Tamm Chr., Peik E., Taichenachev A.V., Yudin V. I. Generalized Ramsey excitation scheme with suppressed light shift // *Phys. Rev. Lett.* – 2012. – V. 109. – 213002 (5 pages).